

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

pour obtenir le

GRADE DE DOCTEUR EN PHYSIQUE

Spécialité Mécanique

par

François **AZELVANDRE**

ÉCOULEMENT DE SANG HUMAIN DANS DES TUBES CAPILLAIRES

Soutenue le 12 décembre 1975 devant la Commission d'Examen

MM

A. PETERS

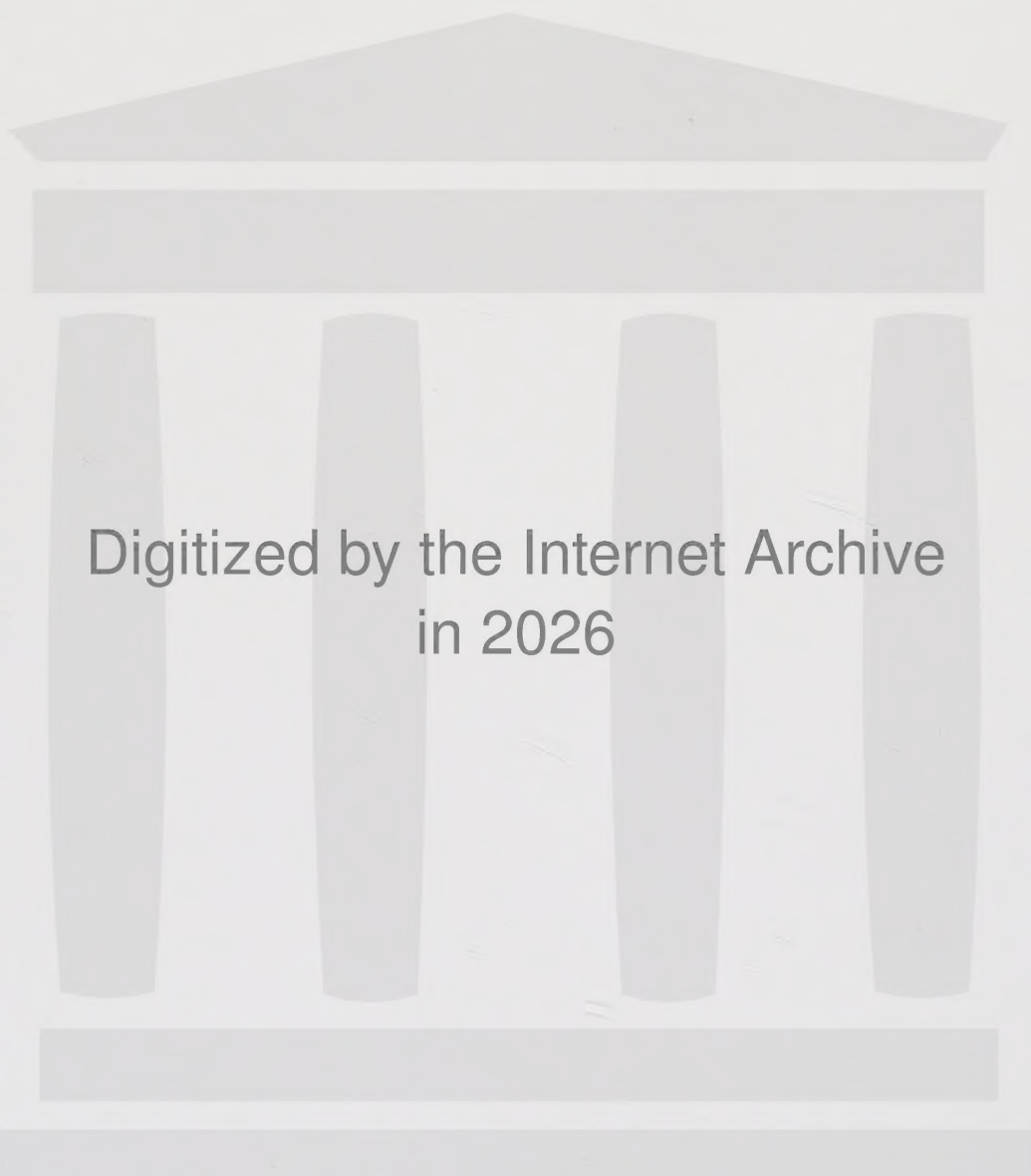
Président

G. MANDRET

C. OIKNINE

J.F. STOLTZ

Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546611_0003

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON

pour obtenir le

GRADE DE DOCTEUR EN PHYSIQUE

Spécialité Mécanique

par

François AZELVANDRE

ÉCOULEMENT DE SANG HUMAIN DANS DES TUBES CAPILLAIRES

Soutenue le 12 décembre 1975 devant la Commission d'Examen

MM A. PETERS Président

G. MANDRET

C. OIKNINE

J.F. STOLTZ

Examineurs

THÈSE

présentée

À LA FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

DE L'UNIVERSITÉ DE BRUXELLES

pour obtenir le

GRADE DE DOCTEUR EN MÉDECINE

Spécialité : Médecine

par

Monsieur J. STOLTZ



ÉCOULEMENT DE SANG HUMAIN
DANS DES TUBES CAPILLAIRES

Soutenue le 12 décembre 1975 devant le Collège des Docteurs en Médecine

Président

M. A. BOUTER

C. WILBOUY

Examinateurs

C. OIRKINE

J. STOLTZ

AVANT-PROPOS

Président : Monsieur LEVEQUE Pierre

FACULTE DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

DOYEN

M. BERNARD Jean
Professeur : Chimie-Physique

DOYENS HONORAIRES

MM. GLANGEAUD, JACQUEMAIN
CHATELET, THIEBAUT

ASSESSEUR

M. PARIZET Jean
Professeur : Mathématiques

PROFESSEURS HONORAIRES

MM. BAILLAUD, DUFFIEUX, THIRY, TRILLAT,
UEBERSFELD, VINCENSINI, DREYFUSS,
TRONCHET, THEOBALD N.

MAITRE DE CONFERENCES HONORAIRE

M. GRANIER

PROFESSEURS

MM. CHATELET François : Mathématiques
MESNAGE Pierre : Chronométrie
PERROT Roger : Chimie Générale
PLUVINAGE Philippe : Physique Théorique
CHALEAT Raymond : Mécanique Appliquée
RIPPLINGER Jean : Physiologie Animale
GREMILLARD Jean : Mathématiques
VIENOT Jean-Charles : Physique Gale Optique
THIEBAUT Jean : Pétrographie-
Minéralogie
GOMOT Lucien : Zoologie et Embryologie
GALATRY Louis : Physique Moléculaire
THEOBALD Jean-Gérard : Spectroscopie Hertz.
CERUTTI Ernest : Chimie Appliquée
DEVIN Claude : Chimie 1er Cycle
CAPODANNO Pierre : Mécanique Théorique
BANTEGNIE Robert : Mathématiques
ROBERT Daniel : Physique Moléculaire
ROBERT Jacques : Mathématiques I
CHAUVE Pierre : Géologie-Minéralogie
RANGHEARD Yves : Géologie

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. POTIER Robert : Physique des Solides
REAL Pierre : Ecologie animale
GOUARNE René : Mathématiques
MERIGOUX Henri : Critallographie et
Synthèses minérales
OLIVIER Marcel : Electronique Quant.
MONTAGNER Hubert : Psychophysiologie
BULABOIS Jean : Physique Gale Optique
GAUDEMER Yves : Biochimie
LAUDE Bernard : Chimie Organique
MIELLOU J.-Claude : Analyse Numérique
ROBERT Guy : Electrochimie

MAITRES DE CONFERENCES

MM. BIDAULT Michel : Taxonomie Expér.
DUBOUCHET Jacques : Botanique
MARLE Charles : Mathématiques
WEIL Michel : Mathématiques
HAYLI Avram : Astronomie
BROQUET Paul : Géologie
GRAS Georges : Mathématiques
TREHEL Michel : Informatique
BENILAN Philippe : Mathématiques

CHARGE D'ENSEIGNEMENT

M. MILLET Bernard

RESPONSABLE DES SERVICES ADMINISTRATIFS

M. RUNGE Jean-Marie

Avant de présenter ce travail, nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à :

- Monsieur A. PETERS, Professeur Agrégé d'Hématologie, Directeur du Centre de Transfusion Sanguine de BESANCON pour ses précieux conseils, et pour tous les moyens qu'il a su mettre si généreusement à notre disposition, ainsi que pour l'honneur qu'il nous fait en présidant ce jury,
- Monsieur le Professeur C. OIKNINE, Directeur de l'Institut Universitaire de Technologie de BELFORT, qui a dirigé cette recherche avec compétence, compréhension et efficacité,

Nous sommes très honorés de la présence de :

- Monsieur J.F. STOLTZ, Ingénieur Civil des Mines, Docteur es Sciences Physiques, Centre régional de Transfusion de NANCY, qui nous a guidé judicieusement dans notre travail et qui a accepté de participer à ce jury,
- Monsieur G. MANDRET, Maître-Assistant à l'I.U.T. de BELFORT qui a accepté de juger le contenu de cette thèse.

Nous exprimons également notre sincère amitié à :

- Mademoiselle M. ADIASSE du Centre de Transfusion Sanguine de BESANCON pour la préparation des différentes solutions sanguines,

- Mademoiselle F. BOUHELIER pour la rapide et ~~ex~~cellente frappe de ce document,
- Messieurs A. RIDARD et J.P. THURIET pour leur collaboration technique.

Nous remercions également toutes les personnes qui ont participé à l'impression de ce mémoire, particulièrement, Madame I. SOUCHIER et Mademoiselle E. BOUCON.

Nous exprimons nos plus vifs remerciements à toute l'équipe de recherche.

S O M M A I R E

	<u>Pages</u>
NOTATIONS	
I. <u>INTRODUCTION</u>	5
I.1 - <u>COMPOSITION DU SANG</u>	9
I.11 - <u>Les éléments figurés</u>	9
I.12 - <u>Le plasma</u>	10
I.2 - <u>TECHNIQUES DE MESURE</u>	10
I.3 - <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	13
I.31 - <u>Effet des anticoagulants</u>	13
I.32 - <u>Rhéologie du plasma</u>	14
I.33 - <u>Rhéologie de suspension de globules rouges rigidifiés</u>	14
I.34 - <u>Rhéologie de suspension de globules rouges lavés</u>	15
I.35 - <u>Rhéologie du sang complet</u>	16
I.4 - <u>CONCLUSION</u>	20
II. <u>PROCESSUS EXPERIMENTAL</u>	24
I.1 - <u>DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	26
II.11 - <u>Le réservoir</u>	26

II.12 - <u>Les tubes capillaires</u>	27
II.13 - <u>Mesure du débit</u>	29
II.14 - <u>Mesure de la pression</u>	28
II.2 - <u>PREPARATIONS DES SOLUTIONS</u>	28
II.21 - <u>Sang complet et suspensions d'hématies lavées</u>	29
II.22 - <u>Suspensions d'hématies rigidifiées</u>	30
II.3 - <u>MESURES</u>	30
II.31 - <u>Mesure du débit</u>	30
II.32 - <u>Mesure de la pression</u>	31
II.33 - <u>Détermination de la température</u>	32
II.34 - <u>Détermination des diamètres des tubes capillaires</u>	32
II.35 - <u>Détermination de l'hématocrite</u>	33
II.4 - <u>CONCLUSION</u>	35
III. <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	36
III.1 - <u>INTRODUCTION</u>	37
III.2 - <u>RESULTATS PRELIMINAIRES</u>	38
III.21 - <u>Plasma</u>	39
III.22 - <u>Sang complet</u>	39
III.3 - <u>RESULTATS SUR DES SUSPENSIONS D'HEMATIES LAVEES</u>	41

III.4 - <u>RESULTATS RELATIFS A DES TUBES DE DIAMETRES COMPRIS</u>	42
<u>ENTRE 60 μm ET 2 000 μm</u>	
III.41 - <u>Suspensions d'hématies lavées</u>	42
III.411 - <u>Variations de la viscosité relative avec le rayon</u> <u>du tube</u>	42
III.412 - <u>Variations de l'hématocrite moyen avec le rayon</u> <u>du tube</u>	43
III.413 - <u>Variations de la viscosité relative avec l'hématocrite</u>	44
III.42 - <u>Suspensions d'hématies rigidifiées</u>	44
III.421 - <u>Comportement rhéologique des suspensions d'hématies</u> <u>rigidifiées</u>	45
III.422 - <u>Variations de la viscosité relative avec le rayon</u> <u>du tube</u>	46
III.423 - <u>Variations de l'hématocrite moyen avec le rayon</u> <u>du tube</u>	46
III.424 - <u>Variations de la viscosité relative avec l'hématocrite</u>	47
III.5 - <u>CONCLUSION</u>	47
IV. <u>ETUDE THEORIQUE</u>	49
IV.1 - <u>MODELE DISCONTINU DE DIX ET SCOTT-BLAIR</u>	51
IV.2 - <u>HYPOTHESE DE COKELET</u>	53
IV.3 - <u>MODELE AVEC VITESSE DE GLISSEMENT</u>	54

IV.4 - <u>HYPOTHESE DE BARBEE et al</u>	60
IV.5 - <u>MODELE AVEC ZONE MARGINALE</u>	63
IV.51 - <u>Modèle avec zone marginale et modèle avec</u> <u>vitesse de glissement</u>	66
IV.52 - <u>Les différents modèles avec zone marginale</u>	67
IV.521 - <u>Les modèles simplifiés</u>	67
IV.522 - <u>Le modèle de THOMAS</u>	71
IV.523 - <u>Conclusion</u>	75
V. - <u>CONCLUSION GENERALE</u>	77
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	83
<u>ANNEXE - TABLEAUX</u>	
<u>FIGURES</u>	

NOTATIONS

e	épaisseur des couches non cisailées (modèle DIX et SCOTT-BLAIR)
l	longueur du tube
D	diamètre du tube
H	hématocrite
$\bar{H}$	hématocrite moyen dans le tube
H_o	hématocrite de la suspension dans le réservoir
H_{co}	hématocrite dans le noyau central (modèle à zone marginale)
Q	débit volume
Q_{co}	débit volume du coeur (modèle à zone marginale)
Q_p	débit volume de la zone marginale (modèle à zone marginale)
R	rayon du tube
V_g	vitesse de glissement à la paroi du tube
$\dot{\gamma}$	gradient de vitesse
δ	épaisseur de la zone marginale (modèle à zone marginale)
η	viscosité dynamique (fluide newtonien)
η_a	viscosité apparente
η_r	viscosité apparente relative ou viscosité relative
η_o	viscosité dynamique du fluide de référence
η_p	viscosité dynamique du milieu suspendant
τ	contrainte de cisaillement
τ_R	contrainte de cisaillement à la paroi du tube
τ_o	seuil de contrainte
ψ_r	fluidité relative
ΔP	différence de pression entre les extrémités du tube
ΔP_o	seuil de pression

I. I N T R O D U C T I O N

La rhéologie du sang, c'est à dire la façon dont il se met en mouvement sous l'action de contraintes extérieures, est un des nombreux facteurs dont dépend la circulation sanguine dans le corps humain ; les données rhéologiques sont donc indispensables à la compréhension de cette circulation ; de même, elles sont indispensables à ceux qui conçoivent et réalisent des prothèses ou des systèmes de circulation extra-corporelle.

De plus, la rhéologie du sang d'un individu dépend de nombreux facteurs variant avec le temps et qui peuvent être considérablement modifiés par l'utilisation de drogues ou lors d'une maladie. On sait, par exemple, que certaines solutions de glucose ou d'albumine ont tendance à diminuer la viscosité du sang, alors que celles de dextran ont un effet inverse ; de même, des variations sensibles de viscosité apparaissent dans le cas, par exemple, d'affections du myocarde ou de thromboses artérielles (DINTENFASS et al, 1966).

Aussi, il paraît bien tentant d'essayer d'utiliser les résultats de tests rhéologiques du sang et de ses constituants comme aide au diagnostic : ainsi DINTENFASS (1971) préconise sept tests rhéologiques en plus de la vitesse de sédimentation pour différentes maladies telles que macroglobulinémie, artériosclérose,.;... (tableau 1). Toutefois, les tests rhéologiques nécessitant l'extraction du sang de son milieu naturel, on conçoit parfaitement qu'ils doivent être effectués et interprétés avec précaution.

I.1 - COMPOSITION DU SANG

Le sang est une suspension de très nombreux éléments figurés, les globules, dans un liquide clair, le plasma, la proportion étant d'environ 45 % de globules pour 55 % de plasma.

Les globules sont de trois sortes : les globules rouges, les plus nombreux, qui ont pour rôle de convoyer l'oxygène des poumons vers toutes les parties du corps, les globules blancs, qui participent à la défense de l'organisme et les platelets qui activent grandement la circulation.

La densité du sang est voisine de 1,05, son P.H. proche de la neutralité, soit 7,3 à 7,4.

I.11 - Les éléments figurés

Les globules rouges constituent 96 % du volume total des éléments figurés (environ 5×10^6 globules rouges / millimètre cube de sang). Leur proportion en volume dans le sang est appelée hématocrite : pour un sang normal il est de l'ordre de 40 à 45 %. Leur densité est d'environ 1,08 ; ils ont tendance à sédimenter avec une vitesse de sédimentation de l'ordre de quelques millimètres par heure.

La structure interne du globule rouge n'est pas encore parfaitement connue : elle se compose d'une membrane ayant une épaisseur d'environ 200 μm enfermant l'hémoglobine en combinaison avec de l'eau et des sels de potassium. Des visualisations in vivo et des micro-manipulations ont montré que les globules rouges peuvent subir de très fortes modifications de forme leur permettant, par exemple, de traverser sans dommage une micropipette de verre ayant un diamètre d'environ 2,5 μm (JAY, 1973).

On admet généralement que les globules rouges ont une charge électrique négative répartie sur la membrane (LARCAN et al, 1970).

Les globules blancs sont mille fois moins nombreux que les globules rouges et de ce fait doivent peu influencer la rhéologie du sang ; leur taille peut varier entre 7 et 22 μm .

Les platelets sont vingt fois moins nombreux que les globules rouges ; de forme discoïde ils ont un diamètre qui peut varier entre 0,5 et 3 μm . Représentant moins de 0,5 % du volume sanguin, ils doivent, en général, peu influencer son écoulement.

I.12 - Le plasma

C'est le sang privé de ses globules ; sa densité est d'environ 1,02 et son P.H. se situe entre 7,3 et 7,4. Il comprend, pour 1000 g, 910 g d'eau, 60 à 80 g de protéines et 10 à 30 g de lipides, glucides, pigments et substances minérales.

Les protéines sont au nombre de trois : le fibrinogène, les globulines et l'albumine. Le fibrinogène joue un rôle fondamental lors de la coagulation ; dans ce cas il se transforme en fibrine et se présente sous forme d'un réseau de filaments emprisonnant les globules, le caillot, la phase liquide étant le sérum.

I.2 - TECHNIQUES DE MESURES

Il existe de nombreuses techniques permettant d'étudier la rhéologie du sang ; parmi les plus importantes nous pouvons citer :

- les mesures par viscosimétrie
- les différentes méthodes de détermination du seuil de contrainte
- les observations microscopiques
- la filtrabilité

- la mesure optique de l'agrégation des globules rouges
- la mobilité électrophorétique.

Ces différentes méthodes ont permis de mettre en évidence des caractéristiques de la rhéologie du sang et d'en étudier les variations sous l'influence de différents paramètres. Nous nous bornerons dans la suite à donner les principaux résultats déduits de mesures viscosimétriques et qui portent principalement :

- soit sur le sang complet ; dans ce cas presque toutes les mesures sont effectuées en ajoutant un anticoagulant,
- soit sur des suspensions de globules rouges : le sang est centrifugé, les globules rouges séparés du plasma et de l'anticoagulant, puis lavés plusieurs fois dans de l'eau physiologique ; ils sont ensuite remis en suspension dans le milieu voulu.

On trouve également quelques résultats au sujet de suspensions de globules rouges fixés à l'aldéhyde, c'est-à-dire des globules rouges rendus rigides sans pour cela perdre leur forme de disque biconcave.

Nous n'étudierons pas les techniques de mesure viscosimétrique, des ouvrages tel celui de VAN WAZER et al (1966) traitent très bien ce problème. Il est nécessaire toutefois de donner quelques définitions.

Selon la loi rhéologique de NEWTON, les gradients de vitesse de déformation dans un fluide en mouvement sont proportionnels aux contraintes de cisaillement dont ils sont le siège. Lors d'un écoulement laminaire permanent plan ou à symétrie de révolution, on peut écrire :

$$\tau = \eta \dot{\gamma} \quad (1)$$

où τ représente la contrainte de cisaillement, $\dot{\gamma}$ le gradient de vitesse et η le coefficient de viscosité dynamique du fluide. Pour les fluides suivant la loi rhéologique de NEWTON (appelés de ce fait fluides newtoniens), le coefficient η est une constante à température et à pression données, le rhéogramme (courbe $\tau - \dot{\gamma}$) étant une droite passant par l'origine des axes.

De nombreux fluides toutefois ne suivent pas l'hypothèse de NEWTON ; pour de tels corps, il n'est plus possible de définir un coefficient de viscosité car ce coefficient n'est plus une constante ; il peut dépendre de la contrainte, du temps d'application de cette contrainte, . . . On utilise alors une nouvelle quantité appelée " viscosité apparente ", et définie par :

$$\eta'_a = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (2)$$

La détermination du rhéogramme est donc indispensable à la connaissance du comportement rhéologique du fluide. A cet effet, on utilise des appareils appelés viscosimètres qui, dans le cas du sang, sont principalement de type rotatif ou capillaire. L'utilisation de ce dernier type de viscosimètre permet à l'aide de la relation (1), d'obtenir la relation de POISEUILLE :

$$Q = \frac{\pi R^4}{8 \eta} \frac{\Delta P}{l} \quad (3)$$

où Q représente le débit,
 R est le rayon du capillaire utilisé,
 $\frac{\Delta P}{l}$ est le gradient longitudinal de pression.

Cette relation permet de donner une expression de la viscosité apparente capillaire par :

$$\eta_a = \frac{\pi R^4}{8 Q} \frac{\Delta P}{l} \quad (4)$$

Il existe également une autre quantité très souvent utilisée appelée " viscosité apparente relative " ou, plus simplement, " viscosité relative ", notée η_r , et qui se définit comme le rapport entre la viscosité apparente du fluide étudié et la viscosité dynamique d'un fluide newtonien pris comme fluide de référence.

I.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Il existe quelques bons ouvrages traitant de la rhéologie du sang (COPLEY, 1960 ; WHITMORE, 1968 ; DINTENFASS, 1971) et de très nombreux articles de synthèse (WAYLAND, 1967 ; MERRILL, 1969 ; CHIEN, 1969 ; COKELET, 1970 ; SCHMID-SCHÖNBEIN et al, 1971 ; OIKNINE, 1975).

I.31 - Effet des anticoagulants

Il existe de nombreux produits anticoagulants : les plus employés sont l'héparine, produit naturel, dont le temps de vie est très court, le sequestrene (E.D.T.A.) et l'acide citrate-dextrose (A.C.D.). Ces produits sont tous newtoniens et ont une viscosité voisine de celle de l'eau. Leur effet sur le sang est controversé ; toutefois les résultats de FRASHER et al (1968) et de MEISELMAN et al (1973) indiquent que l'héparine ne modifie pas la rhéologie du sang. On admet en général que les autres anticoagulants ont peu d'effet.

I.32 - Rhéologie du plasma

Les résultats sur le comportement rhéologique du plasma sont demeurés longtemps contradictoires. Toutefois BROOKS et al (1970) signalent que le plasma a un comportement newtonien à condition d'éliminer l'effet du film qui apparaît à l'interface sang-air par l'utilisation d'un anneau de garde ; il est également possible d'éliminer ce film en utilisant un produit tensio-actif comme le dodécylsulfate de sodium, ainsi que nous le montrent les résultats de la figure 1 (GOLDMANN, 1975).

La viscosité du plasma est d'environ 1,6 cp à 37°C; elle est influencée par la température de la même façon que l'eau (COKELET, 1963).

I.33 - Rhéologie des suspensions de globules rouges rigidifiés

Les suspensions de globules rouges rigidifiés dans de l'eau physiologique ont un comportement newtonien (CHIEN et al, 1967 ; BROOKS et al, 1970 ; GOLDMANN, 1975) (figure 2). Toutefois, en suspension dans du plasma, ces particules auraient un comportement plus complexe, dépendant notamment du temps (SCHMID-SCHÖNBEIN et al, 1971).

La viscosité de ces suspensions varie avec l'hématocrite sensiblement de la même manière que celle des suspensions de particules rigides. Différentes relations empiriques ont été proposées :

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \left[1 - \frac{H}{H_m} \right]^{-2,5} \quad (5)$$

$$\frac{\eta}{\eta_0} = 1 + a H + b H^2 + c H^3 \quad (6)$$

où η_0 est la viscosité du milieu suspendant. Ces relations sont illustrées sur la figure 3.

I.34 - Rhéologie des suspensions de globules rouges lavés

Le comportement des globules rouges dans l'eau physiologique a fait l'objet de nombreuses études (WELLS et al, 1964 ; GELIN et al, 1965 ; CHIEN et al, 1967 ; BROOKS et al, 1970 ; COKELET, 1970). Les résultats font apparaitre un comportement non newtonien lorsque l'hématocrite est supérieur à 25%. Toutefois, plus récemment, GOLDMANN (1975) constate un comportement quasi-newtonien pour les suspensions salines d'hématies lavées et ceci même pour un hématocrite d'environ 70%. L'existence d'un seuil de contrainte, c'est-à-dire la valeur minimum de la contrainte de cisaillement en dessous de laquelle le fluide ne peut s'écouler, n'a pas été établie (COKELET, 1970).

Les suspensions de globules rouges dans du sérum ne présentent pas de seuil de contrainte ; elles ont un comportement non newtonien décrit sensiblement par la relation proposée par WHITMORE (1968) :

$$\tau = 10 \eta_0 \dot{\gamma}^{0,75} \quad (7)$$

où η_0 représente la viscosité du sérum.

De nombreux auteurs ont montré qu'une suspension saline comportant du fibrinogène présente un important seuil de contrainte et que les globules rouges forment des agrégats. Ainsi, MERRILL et al (1965), à l'aide de nombreux résultats expérimentaux, proposent la relation suivante entre le seuil de contrainte τ_0 , la concentration en fibrinogène C_f et l'hématocrite H :

$$\tau_o^{1/2} = (H - 0,07)^{1/2} (1,55 C_f + 0,76) \quad (8)$$

relation valable pour C_f compris entre 0,21 et 0,46 g/100 ml et pour H supérieur à 0,07.

Les suspensions plasmatiques d'hématies lavées ont un comportement non newtonien et le seuil de contrainte peut être calculé à partir de la relation proposée par MERRILL (1970) :

$$\tau_o^{1/3} = A (H - H_c) \quad (9)$$

où H_c est l'hématocrite critique, de l'ordre de 0,04 à 0,08, en dessous duquel il n'est plus possible de mesurer τ_o , où A est un coefficient dépendant essentiellement de la concentration en fibrinogène dont la valeur se situe entre 0,6 et $1,2 \times 10^{-6}$; cette relation est valable lorsque l'hématocrite est compris entre 0,3 et 0,5. Les résultats de BROOKS et al (1970), CHMIEL (1974), GOLDMANN (1975), montrent que la viscosité augmente lorsque le gradient de vitesse diminue; toutefois, aux très faibles gradients de vitesse, CHMIEL constate que la viscosité conserve une valeur constante alors que GOLDMANN obtient toujours une augmentation de la viscosité (figure 4).

I.35 - Rhéologie du sang complet

Il existe de nombreuses études portant sur le comportement du sang complet et il apparait que certains auteurs ont essayé de caractériser sa rhéologie par une équation simple.

C'est ainsi que, dès 1912, HESS suggérait d'utiliser la relation de BINGHAM :

$$\tau = \tau_0 + C \dot{\gamma} \quad (10)$$

D'autres, comme CHARM et al (1962), proposent une loi en puissance :

$$\tau = b \dot{\gamma}^s \quad (11)$$

Il apparaît, à l'heure actuelle, que la plus utilisée est la relation de CASSON, proposée par ce dernier pour des suspensions de vernis et les encres d'imprimerie :

$$\tau^{1/2} = \tau_0^{1/2} + a^{1/2} \dot{\gamma}^{1/2} \quad (12)$$

En fait, les recherches récentes montrent qu'il paraît difficile de traduire par une seule équation simple le comportement du sang. Les résultats expérimentaux de SCHMID-SCHÖNBEIN (1971), par exemple, montrent que la viscosité du sang diminue considérablement quand le gradient de vitesse croît et que les variations de la viscosité apparente avec le gradient de vitesse font apparaître plusieurs régions (figure 5) :

- pour $\dot{\gamma} > \dot{\gamma}_2$, la viscosité apparente du sang est constante ; sa valeur est de l'ordre de 3 à 5 cp. Dans cette région les globules rouges doivent être séparés et leur rhéologie propre sans influence sur celle du sang. La valeur de $\dot{\gamma}_2^{-1}$ varie selon les auteurs : elle est de l'ordre de 100 sec⁻¹ pour COPLEY et al (1973), supérieure à 230 sec⁻¹ pour SCHMID-SCHÖNBEIN (1971) et supérieure à 1000 sec⁻¹ pour DINTENFASS (1971).

- $\dot{\gamma}_1 < \dot{\gamma} < \dot{\gamma}_2$. Lorsque $\dot{\gamma} < \dot{\gamma}_2$ la rhéologie propre des globules contribue à diminuer la viscosité du sang. Cependant il existe un seuil de gradient de vitesse en dessous duquel la formation des rouleaux apparaît ; il est de l'ordre de 50 sec^{-1} pour SCHMID -SCHÖNBEIN (1971).
- $\dot{\gamma} < \dot{\gamma}_1$. Dans cette région la viscosité augmente considérablement par suite de la formation d'agrégats. Les observations microscopiques faites par SCHMID -SCHÖNBEIN (1971) ont montré que chaque doublement du gradient de vitesse, entre $5,8 \text{ sec}^{-1}$ et 46 sec^{-1} , conduit à diviser environ par deux la taille des agrégats. Le processus réversible d'agrégation prendra un certain temps, d'où une certaine thixotropie du sang, importante surtout aux faibles gradients de vitesse.

Le sang complet contenant du fibrinogène, en accord avec les résultats obtenus sur les suspensions d'hématies lavées, il existe un seuil de contrainte dépendant fortement de la concentration en fibrinogène ; MERRILL (1969) propose la relation suivante :

$$\tau_0 = B.C_f^2 \quad (13)$$

où C_f représente la concentration en fibrinogène.

Toutes les expériences montrent que la viscosité relative du sang par rapport au plasma augmente avec l'hématocrite, mais que, à l'inverse des autres suspensions, il reste liquide jusqu'à des hématocrites de l'ordre de 95% (DINTENFASS, 1971). De plus sa viscosité relative est beaucoup plus faible que celle de suspensions de particules rigides.

De nombreuses lois empiriques ont été proposées ; nous citons :

$$\eta_r = (1 - HT)^{-2,5} \quad (14)$$

relation proposée par DINTENFASS(1969) pour du sang sans agrégats, où H représente l'hématocrite et T le facteur de TAYLOR (1932). Plus récemment le même auteur (1971) a proposé la relation :

$$\eta_r = a_g H^{3/2} + 1 \quad (15)$$

où le coefficient a_g dépend du gradient de vitesse.

L'influence de la température sur la viscosité relative du sang par rapport au plasma a été étudiée de façon systématique par BARBEE (1973) : cet auteur a effectué des mesures de la viscosité du sang à 23°C et 37°C à l'aide d'un viscosimètre capillaire, d'un viscosimètre à cylindres coaxiaux et d'un viscosimètre cône-plaque. Pour ces trois types de viscosimètres, la viscosité du sang relative au plasma est indépendante de la température lorsque le gradient de vitesse est élevé (supérieur à 80 sec⁻¹). Pour de plus faibles gradients de vitesse, les viscosimètres rotatifs donnent un résultat analogue alors que le viscosimètre capillaire, pour une raison non élucidée, indique une diminution de la viscosité relative d'environ 20% lorsque la température croît de 23°C à 37°C. Aux très faibles gradients de vitesse, (inférieurs à 1 sec⁻¹), les seuls résultats disponibles sont ceux de COKELET (1963), qui indiquent que la viscosité relative du sang par rapport à l'eau, mesurée dans un viscosimètre rotatif, augmente d'environ 20% lorsque la température croît de 10°C à 37°C. Enfin MERRILL et al (1963) ont trouvé que la température n'avait pas d'influence sur le seuil de contrainte.

Nous terminerons ce tour d'horizon sur les principaux résultats portant sur la rhéologie du sang en rappelant que ce liquide particulier possède en suspension des particules qui peuvent se grouper, et ceci de façon réversible, en rouleaux. Actuellement on pense que trois types de forces sont mises en jeu : électrostatiques, hydrodynamiques et mécaniques.

Les forces électrostatiques ont pour origine la charge électrique de surface des globules rouges ainsi que la nature de la phase suspendante ; elles dépendent également de la charge des vaisseaux. Les forces hydrodynamiques ont pour origine le gradient de vitesse qui existe dans l'écoulement, ainsi que la rhéologie propre des globules rouges. Pour qu'il y ait agrégation, il faut que les forces électrostatiques et hydrodynamiques soient inférieures aux forces de liaisons interglobulaires.

Le premier modèle expliquant de façon satisfaisante l'existence de forces de liaisons interglobulaires a été proposé par KATCHALSKY et al (1959), puis repris par CHIEN (1973) ; dans ce modèle on suppose que les macromolécules ont leurs extrémités adsorbées par deux globules rouges et forment des ponts interglobulaires ; ces forces de liaison peuvent être toutefois de nature très différente selon que les macromolécules sont chargées positivement (les polylysines), négativement (le fibrinogène) ou neutres (les dextrans). De nombreuses confirmations expérimentales de ce modèle existent ; ainsi CHIEN et al (1971), par exemple, ont trouvé, en utilisant le microscope électronique, que la distance interglobulaire augmente avec la taille des macromolécules utilisées ; de même, lorsque la taille de la macromolécule est trop faible, l'agrégation n'est plus possible car alors les forces de répulsion électrique sont trop importantes (JAN et al, 1973).

I.4 - CONCLUSION

Nous venons de rappeler très brièvement les principaux résul-

tats relatifs à la rhéologie du sang et des suspensions de globules rouges lavés ou rigidifiés, résultats qui ont été obtenus à l'aide de viscosimètres. Il est donc nécessaire maintenant de signaler les difficultés qui apparaissent lors de l'utilisation de tels appareils ; en effet, il existe de nombreuses sources d'erreurs qui peuvent être dues soit à l'appareil lui-même, soit à la nature particulière de la suspension utilisée.

C'est ainsi que, lorsqu'on utilise les viscosimètres, certaines corrections sont nécessaires telles que corrections d'énergie cinétique pour les viscosimètres capillaires, corrections d'effets d'extrémités pour les appareils de type capillaire ou à cylindres coaxiaux, etc... Ainsi VAN WAZER (1966) précise certaines corrections standard à appliquer ; COKELET (1965), BENIS et al (1973), GOLDMANN (1975), étudient plus spécialement les effets d'extrémités dans les viscosimètres à cylindres coaxiaux.

Dans le cas du sang ou des suspensions de globules rouges, d'autres phénomènes peuvent venir compliquer les mesures.

Les globules rouges ayant une densité supérieure à celle du plasma, ils ont tendance à sédimenter. Le milieu à étudier peut alors présenter un défaut d'homogénéité. Ainsi, par exemple, pour une rotation de 1 degré, un gradient de vitesse de l'ordre de 10 sec^{-1} et une vitesse de rotation de quelques millimètres par heure, on trouve que, lorsque le cône d'un viscosimètre cône-plaque a fait un tour, il existe une zone de plasma au contact du cône qui peut atteindre $50 \mu\text{m}$. Dans le cas des viscosimètres capillaires, MEISELMAN (1965), par observation microscopique, n'a trouvé, pour un sang normal, aucun effet visible de sédimentation dans le tube à condition que $\frac{4Q}{\pi D^3}$ soit supérieur à $0,5 \text{ sec}^{-1}$.

La nature même de la suspension sanguine conduit à la formation à l'interface sang-air, d'un film semi-rigide ; pour les viscosimètres capillaires, ce phénomène peut provoquer une résistance à l'écoulement. JACOBS (1966) donne les valeurs suivantes de cette résistance :

D	RESISTANCE DU MENISQUE
(cm)	(dyne/cm ²)
0,1	800
0,01	8.000
0,001	80.000
0,0001	800.000

Le défaut d'homogénéité peut également être provoqué par des forces agissant sur les particules. Ainsi GOLDSMITH et al (1960) ont montré, lors d'un écoulement dans un tube, que des particules déformables ont tendance à migrer vers l'axe du tube quel que soit le nombre de Reynolds, alors que cette tendance n'existe pour des particules rigides qu'au dessus d'une certaine valeur du nombre de Reynolds ; dans ce cas il existe une position d'équilibre à une distance de l'axe évaluée à $0.63 R$ environ, provenant du fait que les particules situées près de l'axe se déplacent en direction de la paroi alors que celles situées au voisinage de la paroi migrent vers l'axe : c'est le "tubular pinch effect" mis en évidence pour la première fois par SEGRE et al (1961).

La tendance des particules déformables à migrer vers l'axe du tube peut être l'une des raisons qui provoque l'existence, au voisinage de la paroi du tube, d'une zone statistiquement très pauvre en globules rouges comme l'ont montré PALMER (1965), PHIBBS (1966), BUGLIARELLO et al (1970). La présence de cette zone est, en particulier, utilisée pour tenter d'expliquer des résultats assez surprenants concernant l'écoulement du sang dans des tubes capillaires.

En effet en 1929, FAHRAEUS, dans un article relatif à la

sédimentation du sang, signalait que l'hématocrite moyen dans un tube capillaire, c'est-à-dire la concentration en volume de globules rouges à l'intérieur du tube, diminue lorsque le rayon du tube diminue. En 1931, le même auteur, en collaboration avec LINDQVIST, publiait un second article où il reprenait les résultats précédents et les complétait par une série de mesures montrant que la viscosité relative par rapport à l'eau diminue lorsque le diamètre du tube diminue et que cette diminution apparaît à partir d'un diamètre d'environ 400 μm (figure 6).

Ce phénomène baptisé plus tard "effet FAHRAEUS-LINDQVIST", apparaît également dans la littérature sous le nom d'"effet sigma", nom proposé par SCHOFFIELD et al (1930) pour rendre compte du fait que des suspensions d'argile s'écoulaient relativement plus vite dans des tubes étroits que dans des tubes larges. Depuis lors, un grand nombre de publications ont porté sur ce phénomène ; si toutefois de nombreux modèles théoriques ont été proposés, comme nous le verrons dans la suite, leur vérification est difficile du fait du peu de résultats expérimentaux exploitables.

Nous avons donc décidé de mettre au point un dispositif expérimental nous permettant de faire toute une série d'expériences relatives au phénomène FAHRAEUS-LINDQVIST ; à l'aide des résultats obtenus, il nous a alors été possible de tester les différentes hypothèses émises pour expliquer le phénomène.

II. P R O C E S S U S E X P E R I M E N T A L

L'étude du phénomène "sigma" nécessite la connaissance des variations avec le diamètre du tube de deux quantités :

- la viscosité relative de la suspension sanguine,
- l'hématocrite moyen dans le tube.

La mesure de la viscosité relative consiste, pour un tube déterminé et pour une différence de pression entre les extrémités du tube fixée, à mesurer le débit de l'eau (ou d'un autre liquide de référence) et celui de la suspension étudiée, puis d'en faire le rapport . Toutefois, comme nous le verrons dans la suite, les viscosités de certaines suspensions utilisées pouvant être dix fois supérieures à celle de l'eau, il a été impossible d'utiliser la même gamme de pressions dans les deux mesures. Nous avons donc été obligés de définir un critère de mesure permettant de s'appliquer à tous les tubes.

La détermination de l'hématocrite moyen nécessite la mesure de la concentration en volume des hématies pendant que la suspension s'écoule dans le tube. Toutefois n'ayant pas la possibilité d'atteindre ce paramètre lors de l'écoulement, certains auteurs ont utilisé la méthode suivante ; on stoppe brusquement l'écoulement dans le tube puis on centrifuge le tube comme l'ont fait FAHRAEUS (1929) et HOCHMUTH et al (1969), ou on vide le tube de son contenu, contenu dont on mesure le taux d'hémoglobine comme cela a été fait par BARBEE et al (1971).

II.1 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental que nous avons mis au point pour la détermination des viscosités relatives apparaît schématiquement sur la figure 7. Il se compose de :

- un réservoir pouvant recevoir le liquide à étudier,
- un tube capillaire,
- un système de mesure du débit,
- un système de mise en pression et de mesure de cette pression.

II.11 - Le réservoir

Comme il est nécessaire de connaître la pression à l'entrée du tube capillaire, il faut pouvoir mesurer la hauteur du liquide dans le réservoir ; c'est pour cette raison que nous avons utilisé un matériau transparent : le polyméthacrylate de méthyle ou altuglas[®].

Nous avons utilisé quatre réservoirs de volumes respectifs 20, 50, 100 et 1 500 ml ; cela a été nécessaire, d'une part du fait de l'important écart existant entre les diamètres des tubes utilisés (les diamètres varient entre 60 et 2 000 μm environ), d'autre part vu la limitation en volume pour les suspensions utilisées.

La thermostatisation de ces différents réservoirs a été réalisée soit en plaçant le récipient dans un bac contenant de l'eau maintenue à température constante par un appareil de type THERMOMIX (ceci pour les deux plus petits), soit par un échangeur placé à la base de l'appareil ou par une circulation d'eau à l'intérieur d'un serpentín placé dans le réservoir (GOLDMANN, 1975). Toutes les expériences ont été effectuées à l'intérieur d'une pièce climatisée.

Les mesures de températures ont été réalisées à l'aide d'une sonde résistive (VISHAY MICROMESURES) ; nous avons utilisé ce système de mesures du fait de sa faible dimension et parce que ce type de sonde répond très rapidement aux variations de température de la surface sur laquelle elle est collée : en effet, comme nous devons tester des liquides physiologiques, nous avons collé la sonde à l'intérieur d'un cylindre en laiton qui fut ensuite chromé. La sonde est reliée à un circuit linéarisateur, connecté à un pont d'extensométrie sur lequel est branché un millivoltmètre.

Comme nous l'avons déjà signalé, les suspensions de globules rouges ont tendance à sédimenter. Afin d'éviter les erreurs pouvant provenir d'une non homogénéité de la suspension, nous avons utilisé un agitateur non chauffant (PROLABO), l'aimant étant placé dans le couvercle du récipient afin de ne pas influencer le mouvement des globules rouges chargés électriquement. De même pour éviter de perturber les conditions expérimentales qui existent à l'entrée du tube capillaire, nous n'avons utilisé l'agitateur qu'entre deux mesures.

II.12 - Les tubes capillaires

Les tubes capillaires sont des tubes de verre provenant de la maison GLASSWERK (WERTHEIM) ; leurs diamètres varient entre 60 et 2 000 μm . Dans certains cas l'intérieur de ces tubes a été enduit d'un mélange de silicone composé de rhodorsyl (MERK) et d'éther de pétrole dans la proportion en volume de 1 à 4, les tubes étant ensuite maintenus à 140°C environ pendant 24 heures. Le capillaire dont l'entrée est brusque est fixé au réservoir à l'aide d'un raccord "Torion" (PROLABO), le tube pénètre d'environ 0,5 cm à l'intérieur du réservoir et l'axe du tube se situe à 1 cm environ du fond du réservoir.

II.13 - Mesure du débit

Deux méthodes ont été utilisées pour la mesure du débit. Lorsque le tube était suffisamment petit, nous avons utilisé des pipettes graduées (PROLABO) permettant de mesurer des volumes variant de quelques dizaines de microlitres à 1 millilitre. Pour les tubes de diamètres plus élevés, supérieurs à 200 μm environ, nous avons mesuré le volume par pesée à l'aide d'une balance "SARTORIUS 2 400". Excepté pour le plus gros tube dont le diamètre est d'environ 2 mm, les mesures du temps sont comprises entre 1 et 3 minutes ; pour le plus gros tube nous avons été, en effet, limités dans le temps par la quantité de suspension utilisable.

II.14 - Mesure de la pression

La mise en pression du réservoir a été faite avec, soit de l'air comprimé, soit de l'azote. Dans les deux cas le gaz a été filtré avec un filtre Ultraire (NORGREEN) éliminant les vapeurs d'huile et d'eau ainsi que les particules de diamètre supérieur à 0.8 μm ; l'usage d'un régulateur de haute précision (série 11918, NORGREEN) permet d'afficher sur un manomètre à eau ou à mercure la pression désirée.

La mesure de l'hématocrite moyen dans le tube a été faite par centrifugation. Le dispositif expérimental utilisé est semblable au précédent ; il n'en diffère que sur trois points : le réservoir a un volume réduit (de l'ordre de 2 à 3 ml), la thermostatisation n'est plus assurée que par la climatisation de la salle, la longueur du tube est d'environ 6 cm quel que soit le tube utilisé.

II.2 - PREPARATION DES SOLUTIONS

Nous avons effectué nos expériences sur :

- du sang complet,

- des suspensions d'hématies lavées,
- des suspensions d'hématies rigidifiées.

II.21 - Sang complet et suspensions d'hématies lavées

L'utilisation de sang complet avec l'héparine ou l'A.C.D. comme anticoagulant a posé de gros problèmes ; en effet, lorsque cette suspension s'écoule dans les tubes de diamètre variant entre 60 et 80 μm , il y a très souvent obstruction partielle ou totale du tube utilisé. Une tentative de filtration soit par filtres TRANSFU -PAL, soit par papier filtre, n'a pas résolu le problème.

Les suspensions de globules rouges lavés ont été obtenues suivant la méthode standard :

- le sang est prélevé sur un flacon hépariné (4 ml d'héparine CHOAY à 5 000 unités internationales par ml),
- le flacon est centrifugé pendant 15 minutes à 2 000 tr/mn ; le surnageant ainsi que la couche intermédiaire sont retirés,
- les hématies sont lavées au moins trois fois en eau physiologique,
- après le dernier lavage, les hématies sont prélevées avec une aiguille à plasma dans le fond du récipient afin d'éviter au maximum la zone où se trouve la plus forte concentration en globules blancs,
- les hématies lavées sont remises en suspension dans le milieu voulu.

Il est nécessaire toutefois de signaler que ces suspensions d'hématies lavées doivent être suffisamment déleucocytées ; en effet, nous avons constaté que, si le nombre des globules blancs dépasse environ 800, il se produit encore des obstructions partielles ou totales des plus petits tubes.

La technique permettant d'obtenir les hématies lavées partiellement déleucocytées ne permet de produire avec un échantillon normal de sang complet qu'un volume d'environ 300 à 350 ml de suspension, ceci pour un hématoците de 40 %. Tous les échantillons sanguins utilisés appartiennent au groupe 0 et ont été utilisés dans un délai maximum de deux jours après prélèvement.

II.22 - Suspension d'hématies rigidifiées

La préparation des suspensions d'hématies fixées s'est faite suivant la méthode décrite par GOLDSMITH et al (1972). Les hématies fixées sont préparées en centrifugeant du sang frais hépariné et en suspendant les globules rouges dans la solution de Ringer à la concentration de 3 % en volume. Cette suspension est agitée pendant que l'on ajoute goutte à goutte une solution aqueuse de glutaraldéhyde à 6 % en quantité égale à la solution de Ringer. La préparation est conservée 24 heures à 4°C puis les hématies sont lavées en eau physiologique et suspendues en solution saline. Nous avons ensuite vérifié au microscope que les hématies conservaient leur forme.

II.3 - MESURES

II.31 - Mesure du débit

Dans certains cas, le débit a été mesuré en utilisant des pipettes graduées. Nous avons calculé la résistance à l'avancement du ménisque en utilisant les valeurs proposées par JACOBS ; les résultats apparaissent dans le tableau suivant :

Diamètre de la pipette (cm)	Résistance du ménisque (cm Hg)
0,087	0,07
0,14	0,04
0,2	0,05

Pour les tubes de petits diamètres pour lesquels l'utilisation d'une pipette est nécessaire, la différence de pression minimum qui a été appliquée entre les extrémités du tube est d'environ 30 cm de mercure ; on constate donc que la correction de résistance du ménisque est négligeable.

La précision des mesures du débit dépend de la technique utilisée ; toutefois dans les cas les plus défavorables, c'est-à-dire lorsque le volume est déterminé à l'aide d'une pipette, nous estimons que le débit est connu à 1 % près.

II.32 - Mesure de la pression

La mesure de la différence de pression entre les extrémités du tube nécessite de faire la correction de hauteur du liquide h se trouvant dans le réservoir, au dessus de l'axe du tube. De plus, lorsque le fluide qui s'écoule jaillit dans l'air à la sortie du capillaire, il y a perte d'énergie cinétique, ce qui se traduit par une perte de pression à la sortie du tube évaluée à :

$$\frac{\rho Q^2}{\alpha \pi^2 R^4}$$

où ρ est la densité du fluide, Q le débit, R le rayon du tube et α un coefficient qui dépend du modèle de distribution des vitesses ; pour un fluide newtonien, pour un tube long, $\alpha = 1$. Pour toutes les mesures de différence de pression, nous avons utilisé la relation :

$$\Delta P_c = \Delta P_m + \rho g h - \frac{\rho Q^2}{\alpha \pi^2 R^4} \quad (16)$$

où ΔP_m est la différence de pression mesurée, ΔP_c est la différence de pression corrigée.

La différence de pression utilisée a satisfait dans tous les cas à la condition de l'écoulement laminaire dans le tube. Pour un fluide newtonien, la valeur critique du nombre de Reynolds pour laquelle apparaît la turbulence, est d'environ 2 000 ; nous avons choisi de ne jamais dépasser la valeur 500 dans nos expériences.

Les mesures de pression se faisant par lecture sur un manomètre à eau ou à mercure, on peut admettre que cette erreur de lecture correspond à environ 1 mm d'eau ou de mercure, ce qui correspond à une erreur relative inférieure ou égale à 1 %.

II.33 - Détermination de la température

La sonde de température a été étalonnée en utilisant un thermomètre gradué au 1/100^e (PROLABO) ; la courbe d'étalonnage apparaît sur la figure 8.

La figure 9 montre les variations de température du bain et du liquide dans le bocal en fonction du temps ; on constate que les fluctuations de température en un point du liquide sont inférieures à 0,1°C. Toutefois, la température variant d'un point à l'autre dans le liquide ; nous avons admis que la température du liquide est connue à 0,2°C près. Nous n'avons fait aucune correction pour cette fluctuation possible de température. Cette erreur est en effet négligeable : pour l'eau par exemple, au voisinage de 20°C, une fluctuation de 0,2°C donne une variation relative de la viscosité de quelques millièmes.

II.34 - Détermination des diamètres des tubes capillaires

Lorsqu'un fluide s'écoule dans un tube, il existe des effets d'extrémités que l'on assimile généralement à une augmentation Δl de la longueur du tube.

Il est admis toutefois que les effets sont négligeables si le rapport longueur/rayon est supérieur à 200. Pour tous les tubes utilisés le rapport longueur/rayon a été fixé à environ 2 000.

La vérification de la cylindricité des tubes a été faite en déplaçant un petit index de mercure à l'intérieur du tube sur toute la longueur, dans un sens puis dans un autre, et en mesurant chaque fois sa longueur. Pour les plus petits tubes toutefois ($D < 100 \mu\text{m}$), cette méthode est inutilisable. Nous donnons dans le tableau 1, colonne 2, les variations relatives du rayon autour de sa valeur moyenne déduites de ces mesures.

La détermination des diamètres des tubes s'est faite par application pour l'eau distillée de la relation de POISEUILLE. Cette méthode nécessite la connaissance de la droite représentant les variations du débit avec la pression afin d'en déterminer la pente ; cette pente a été calculée en déterminant dans tous les cas la droite de régression. Sur le tableau 2, nous donnons l'erreur relative sur le rayon calculée à partir des mesures permettant d'obtenir la droite de régression, colonne 3, ainsi que les valeurs calculées des rayons, colonne 4. Il faut signaler que les valeurs de ces rayons ne sont que des valeurs moyennes.

II.35 - Détermination de l'hématocrite

Il existe deux déterminations très différentes de l'hématocrite selon qu'il s'agit de l'hématocrite d'une solution ou de l'hématocrite moyen dans le tube.

La mesure de l'hématocrite d'une solution est faite en utilisant un appareil de type COULTER ou en centrifugeant des tubes à micro-hématocrite ayant entre 6 et 7 cm de longueur, 1,2 à 1,3 mm de diamètre ; dans ce dernier cas nous avons utilisé une CELLOKRIT 2 (WILD) tournant à 10 000 tr/mm ; nous avons ensuite mesuré la longueur totale du liquide contenu dans le tube, la longueur correspondant aux hématies et l'hématocrite est obtenu en faisant le rapport de ces deux longueurs. L'erreur de mesure de l'hématocrite est estimée à 2,5 %.

Pour les suspensions d'hématies, le temps de centrifugation est d'environ 3 mn. Pour tenir compte de la portion de milieu suspendant qui reste enfermée entre les globules après centrifugation, il est nécessaire de multiplier la valeur mesurée de l'hématocrite par 0.99 environ (CHIEN et al, 1965).

Lorsque les hématies sont rigidifiées il est nécessaire de centrifuger durant 10 mn au moins. La valeur du coefficient permettant de tenir compte du volume de milieu suspendant emprisonné entre les particules après centrifugation, est dans ce cas 0,6 environ (CHIEN et al, 1968). Nous avons vérifié la valeur de ce coefficient en mesurant l'hématocrite sur la centrifugeuse et en comptant sur une cellule, au microscope, les particules de la même solution; nous n'avons pu utiliser l'appareil de type COULTER car dans ce cas il y avait obstruction du circuit de l'appareil.

Toutes les mesures d'hématocrite faites par centrifugation ont été corrigées à l'aide de ces deux facteurs.

La détermination de l'hématocrite moyen dans un tube s'est faite à l'aide d'un dispositif que nous avons décrit précédemment. La suspension à tester est placée dans un récipient lui même placé dans un bac de thermostatisation ; la suspension est agitée en permanence. De ce récipient on extrait à l'aide d'une seringue un petit échantillon de 2 cm³ environ. L'hématocrite de cet échantillon est déterminé, puis l'échantillon est placé dans le réservoir sur lequel est fixé le tube à étudier. Une pression est alors appliquée pendant une dizaine de secondes environ, puis elle est stoppée brusquement. Le restant de l'échantillon est retiré et son hématocrite contrôlé. Le tube est séparé du réservoir, nettoyé correctement, puis, après avoir bouché ses extrémités à l'aide de pâte à scellement recouverte d'un produit étanche (denture base), il est centrifugé. Nous avons vérifié pour chaque tube et pour chaque type de suspension qu'une centrifugation durant 10 minutes était suffisante.

II.4 - CONCLUSION

Nous venons de décrire dans ce chapitre le dispositif expérimental ainsi que les méthodes de mesures qui ont été utilisées avec certaines corrections.

Nous avons également donné une estimation des erreurs de mesures que nous pensons faire en déterminant le débit, la pression, l'hématocrite.

Aussi, il est possible dès maintenant de donner une estimation de l'erreur commise sur la viscosité relative. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, les courbes d'écoulement des suspensions utilisées sont des droites. Afin de déterminer correctement ces droites nous avons utilisé comme pour l'eau, la méthode des "moindres carrés". En utilisant l'estimation des erreurs que nous avons donnée pour le débit et la pression, nous avons calculé alors l'erreur commise dans la détermination des droites de régression et ainsi nous avons pu calculer la précision des résultats sur la viscosité relative. Les résultats apparaissent sur le tableau 2.

III. R E S U L T A T S E X P E R I M E N T A U X

A l'aide du dispositif expérimental que nous venons de décrire, il a été possible de réaliser une série d'expériences dont nous donnons les résultats dans ce chapitre après avoir toutefois précisé quelques points de l'expérimentation.

III.1 - INTRODUCTION

Lorsqu'on étudie les variations du débit avec la pression appliquée, lors de l'écoulement dans un tube, de sang complet ou de suspensions d'hématies lavées, les courbes obtenues ont l'allure générale de la figure 10 (BAYLISS, 1960 ; HAYNES et al, 1959). Comme on peut le constater, cette courbe devient linéaire à partir d'une certaine valeur de la pression qui, d'après WHITMORE (1963), correspond à un gradient de vitesse à la paroi, c'est-à-dire $4Q/\pi R^3$, de l'ordre de 300 sec^{-1} . HAYNES et al (1959) ont proposé la relation empirique suivante, pour les courbes d'écoulement :

$$Q = M \Delta P - B [1 - e^{-k \Delta P}] \quad (17)$$

où M , B et k sont des paramètres pouvant dépendre du rayon du tube, de l'hématocrite.

Sur la même figure a été tracée la courbe d'écoulement de l'eau distillée, traduite par la relation :

$$Q = A \Delta P \quad (18)$$

Ainsi, si pour une pression appliquée donnée ΔP , on divise le débit de l'eau par celui de la suspension, le rapport, c'est-à-dire la viscosité relative de la suspension par rapport à l'eau, dépend de ΔP :

$$\eta_r = \frac{A \Delta P}{M \Delta P - B [1 - e^{-k \Delta P}]} \quad (19)$$

Il apparait donc nécessaire, pour comparer les viscosités relatives obtenues pour différents tubes, d'utiliser une valeur commune de la pression.

La viscosité relative η_r devient toutefois pratiquement indépendante de la différence de pression ΔP lorsque celle-ci est suffisamment grande ; elle s'écrit alors :

$$\eta_r = \frac{A}{M} \quad (20)$$

où A et M sont respectivement les pentes de la droite d'écoulement de l'eau et de la partie linéaire de la courbe d'écoulement de la suspension.

Sur la table 2 apparaissent les valeurs minima du gradient de vitesse à la paroi que nous avons utilisées pour les différents tubes ; nos résultats ont donc toujours été obtenus dans la partie linéaire des courbes d'écoulement. Ainsi, une obstruction partielle en cours d'expérience, des plus petits tubes notamment, est aisément mise en évidence. Nous avons, pour chaque tube, effectué cinq mesures au moins et, pour les plus petits, réalisé une mesure supplémentaire après avoir nettoyé le tube avec de l'eau distillée. Le procédé toutefois n'est pas sans inconvénient car il nécessite une grande quantité de suspension. Pour tous les tubes nous avons déterminé la viscosité relative correspondant à une différence de pression appliquée très grande en utilisant la relation 20, les pentes ayant été calculées par la méthode des "moindres carrés".

III.2 - RESULTATS PRELIMINAIRES

L'ensemble de ces résultats a fait l'objet d'une communication au Congrès EUROMECH (1973) ; nous en donnons ici un résumé.

III.21 - Le plasma

Nous avons déterminé, pour différents tubes, les courbes d'écoulement du plasma mélangé avec l'anticoagulant A.C.D. Sur la figure 11 nous donnons certains des résultats que nous avons obtenus : on peut constater que les courbes d'écoulement sont des droites qui passent par l'origine. De plus, comme cela apparaît sur la figure 12, la viscosité relative de ce fluide est indépendante du tube utilisé. Ainsi nos résultats confirment que le plasma mélangé à l'anticoagulant A.C.D. a un comportement newtonien (GOLDMANN, 1975).

III.22 - Sang complet

Nos résultats confirment le fait que, dans la gamme des pressions utilisées, les courbes d'écoulement sont linéaires, la droite extrapolée coupant l'axe des pressions à une valeur positive comme cela apparaît sur la figure 13.

La figure 14 donne les variations de la viscosité relative avec le diamètre du tube ; nos résultats sont mis en parallèle avec ceux obtenus par FAHRAEUS et al. On constate que nos résultats sont semblables à ceux de ces auteurs mais il est difficile de faire des comparaisons plus précises. En effet, si les écarts entre les différentes courbes peuvent être dus au fait que les échantillons sont différents, que les températures ne sont pas les mêmes, ils peuvent être également provoqués par les différences de valeur de la pression utilisée et par les différences d'hématocrite ; FAHRAEUS et al ne donnent aucune précision sur ces deux derniers paramètres. Toutefois la diminution de la viscosité relative est tout à fait comparable : nous obtenons une diminution de 24 % lorsque le diamètre passe de 500 à 60 μm , alors que FAHRAEUS et al obtiennent 27 %.

Avec le même échantillon sanguin, nous avons également obtenu les résultats de la figure 15 qui montrent que l'hématocrite du sang après écoulement est le même que celui du sang initial, et ceci quel que soit le tube utilisé. Ces résultats confirment ceux de HOCHMUTH et al (1969) et de BARBEE et al (1971).

Nous avons également mesuré, dans différents tubes, l'hématocrite moyen. Nos résultats, qui sont une moyenne de cinq mesures, apparaissent sur la figure 16 et se situent entre ceux de FAHRAEUS et BARBEE et al, et ceux de HOCHMUTH et al. Les écarts entre les différents résultats ne doivent pas être dûs à la technique de mesure ; en effet, FAHRAEUS a procédé par centrifugation, BARBEE et al ont utilisé le dosage de l'hémoglobine sauf pour le plus petit tube qui a été centrifugé et leurs résultats semblent coïncider ; HOCHMUTH et al ont procédé par centrifugation. De même, il ne semble pas que les différences soient dues à la nature de la suspension puisque les résultats de FAHRAEUS portant sur du sang complet et ceux de BARBEE et al sur une suspension saline d'hématies lavées coïncident. Toutefois, nous pouvons signaler que, si BARBEE et al ne trouvent aucune différence entre les suspensions salines et plasmatiques d'hématies lavées, HOCHMUTH et al, par contre, signalent un écart de 1 à 2 % environ entre une suspension saline d'hématies lavées et le sang complet.

BARBEE et al donnent deux explications possibles pour les différences qui existent entre leurs résultats et ceux de HOCHMUTH et al. Le dispositif expérimental utilisé par ces derniers pourrait provoquer une sédimentation et l'hématocrite du sang qui entre dans le capillaire serait supérieur à l'hématocrite initial ; ainsi l'hématocrite moyen dans le tube aurait une valeur plus élevée. Par ailleurs, les anticoagulants utilisés ne sont pas les mêmes : BARBEE et al utilisent l'A.C.D., alors que HOCHMUTH et al se servent de l'E.D.T.A. Ces deux explications ne peuvent justifier les écarts qui existent entre nos résultats et ceux de BARBEE et al. En effet, nous avons utilisé comme ces derniers l'A.C.D. comme anticoagulant et avec notre processus expérimental il ne peut y avoir de sédimentation significative.

Il existe donc, comme nous venons de le voir, une certaine dispersion dans les résultats relatifs aux variations de l'hématocrite moyen avec le rayon du tube. De plus, les résultats de HOCHMUTH et al, ainsi que ceux de BARBEE et al, suggèrent qu'il doit exister un effet "FAHRAEUS-LINDQVIST" pour des suspensions autres que le sang complet puisqu'il paraît établi que l'hématocrite moyen diminue, quand le rayon du tube diminue, pour des suspensions salines d'hématies lavées. C'est pour cette raison que nous avons entrepris une nouvelle série d'expériences.

III.3 - RESULTATS SUR DES SUSPENSIONS D'HEMATIES LAVEES

Avant de tester les suspensions, nous avons vérifié que les milieux suspendants que nous utilisions étaient bien des liquides newtoniens. Cela apparaît sur la figure 17 et est confirmé sur la figure 18.

Les résultats obtenus avec une suspension d'hématies dans l'eau physiologique apparaissent sur la figure 19 pour deux tubes particuliers. Les résultats font apparaître un comportement non newtonien de la solution, bien que, dans la gamme de pression utilisée, les points de mesure soient situés sur une droite qui, extrapolée, coupe l'axe des pressions à une valeur positive, résultat qui est analogue à celui obtenu avec du sang complet.

Nous avons également étudié le comportement d'hématies lavées suspendues dans un milieu eau physiologique-albumine (figure 20), dans du sérum (figure 21) et dans du plasma auquel est ajouté l'anticoagulant A.C.D. (figure 22). Les résultats sont totalement semblables à ceux obtenus avec l'eau physiologique.

Pour chacune des suspensions utilisées, les variations de la viscosité relative avec le diamètre du tube apparaissent sur la figure 23. Nous constatons que les courbes obtenues ont toutes la même forme ; de plus, les diminutions de viscosité relative, lorsque le diamètre passe de 500 à 60 μm , sont du même ordre de grandeur : entre 25 et 30 % pour nos résultats et 27 % pour ceux de FAHRAEUS et al.

Des résultats de la figure 23 il est possible de tirer plusieurs conclusions :

- l'agrégation des hématies n'est pas un paramètre indispensable à l'existence de l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST. En effet, ce phénomène existe pour des suspensions salines d'hématies lavées, suspensions où les hématies n'ont aucune tendance à former des agrégats. On peut donc supposer que l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST est lié à la nature même du globule rouge caractérisé essentiellement par la forme et la déformabilité. Nous avons décidé de tester l'un de ces paramètres, la déformabilité, en laissant l'autre constant ; c'est pour cette raison que nous avons utilisé dans la suite des suspensions d'hématies rigidifiées.

- la seconde conclusion est que l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST semble se poursuivre au-delà de la valeur 300 à 400 μm environ donnée par FAHRAEUS et al ; en effet, l'allure des courbes que nous avons obtenues, semble montrer que, si le diamètre des tubes était augmenté au delà de 400 μm , il apparaîtrait encore une augmentation de la viscosité relative. Cette constatation confirme les résultats de HERSCHEY et al (1966) qui montrent que la viscosité apparente du sang complet additionné d'anticoagulant A.C.D. n'a pas la même valeur dans des tubes de diamètre 3,5 et 7,4 mm. Nous avons donc décidé, pour nos nouvelles expériences, d'utiliser des tubes de diamètres supérieurs à 400 μm . Toutefois, comme nous nous sommes toujours imposés de travailler dans la partie linéaire des courbes d'écoulement, il a été impossible de faire des mesures avec des tubes de diamètre supérieur à 2 mm environ.

III.4 - RESULTATS RELATIFS A DES TUBES DE DIAMETRES COMPRIS ENTRE 60 μm ET 2 000 μm

III.41 - Suspensions d'hématies lavées

Nous avons déjà signalé que la méthode de préparation des suspensions d'hématies lavées ne permet pas d'obtenir un volume de suspension

supérieur à 300 - 350 ml environ ; ce volume est insuffisant pour traiter tous les tubes, en particulier celui de 2 mm de diamètre. Il a donc été nécessaire de faire une expérience préliminaire dont les résultats apparaissent sur la figure 24 : nous constatons qu'il est possible, sans influencer les résultats, de réutiliser plusieurs fois un échantillon sanguin lorsqu'on se sert d'un tube de diamètre 2 mm environ.

III.411 - Variations de la viscosité relative avec le rayon du tube

Les résultats de la figure 25 portent sur les variations de la viscosité relative avec le diamètre du tube pour deux suspensions d'hématies lavées, le milieu suspendant étant l'eau physiologique. On peut constater que la viscosité relative diminue continuellement lorsque le diamètre du tube passe de 2 mm à 60 μ m. Ainsi le phénomène FAHRAEUS-LINDQVIST existe au delà de la valeur donnée par ces auteurs. On peut également remarquer qu'entre les tubes de diamètre 2 mm et 500 μ m, la diminution de viscosité est du même ordre de grandeur pour les deux suspensions : 10,5 % et 12 %. Nous faisons apparaître également sur la figure 25 les erreurs de mesure dont nous avons déjà donné les valeurs (tableau 2).

III.412 - Variations de l'hématocrite moyen avec le rayon du tube

Nous avons également, avec les mêmes échantillons sanguins, déterminé quelles étaient les valeurs de l'hématocrite moyen dans les différents tubes. Toutefois, nous n'avons pas testé tous les tubes car, comme nous allons le voir, pour un tube d'environ 500 μ m, l'hématocrite moyen mesuré est égal à environ 98 % de l'hématocrite de la solution ; ainsi du fait de la précision des mesures, il est inutile de faire des mesures avec des tubes dont le diamètre est 800, 1 000 ou 2 000 μ m. Nos résultats apparaissent sur la figure 26.

Sur cette figure sont testées les deux suspensions utilisées précédemment pour mesurer les viscosités relatives ; on constate qu'il n'apparaît pas de différence entre les deux suspensions.

Sur la figure 27 nous comparons nos résultats avec ceux de FAHRAEUS, HOCHMUTH et al, BARBEE et al. Nous constatons que nos résultats coïncident avec ceux de HOCHMUTH et al et qu'ils ne diffèrent de ceux de FAHRAEUS et BARBEE et al qu'à partir d'un diamètre d'environ 200 μ m comme cela apparaît sur la figure 28 ainsi que les erreurs expérimentales sur nos expériences et sur celles de BARBEE et al ; HOCHMUTH et al, comme FAHRAEUS, ne disent rien quant à la précision de leurs mesures. Il nous est impossible à l'heure actuelle de donner une explication satisfaisante sur les écarts qui se manifestent pour les plus petits tubes. On peut signaler cependant que nos résultats proviennent toujours du même échantillon sanguin et que pour le plus petit tube, le résultat donné correspond à une moyenne portant sur une vingtaine de mesures ; pour tous les autres tubes, nous n'avons fait qu'une dizaine de mesures. BARBEE et al donnent leurs valeurs comme étant les moyennes de trois déterminations au moins, et ils ont utilisé pour leurs expériences six échantillons sanguins différents.

III.413 - Variations de la viscosité relative avec l'hématocrite moyen

Nous avons terminé notre série d'expériences en déterminant, pour chaque suspension, la courbe donnant les variations de la viscosité relative avec l'hématocrite, le tube utilisé ayant un diamètre d'environ 2 mm ; cependant, il ne nous a pas été possible d'obtenir des résultats pour un hématocrite supérieur à l'hématocrite initial de la suspension, le volume de liquide étant insuffisant. Nos résultats apparaissent sur la figure 29.

III.42 - Suspensions d'hématies rigidifiées

Comme nous allons le voir dans la suite, les viscosités

relatives des suspensions salines de globules rouges rigidifiées sont beaucoup plus fortes que celles obtenues avec des hématies lavées ; aussi, la quantité de suspension nécessaire à chaque expérience est bien moindre et ainsi nous n'avons pas eu le problème du recyclage. Par contre, nous n'avons pas pu obtenir les courbes d'écoulement de telles suspensions pour des tubes de diamètres inférieurs à 120 μm environ ; en effet, pour ces tubes, nous avons eu systématiquement une obstruction totale. De plus, nous avons constaté qu'après écoulement, il était impossible de nettoyer correctement, avec de l'eau distillée, les tubes siliconés comme nous avons pu le faire avec les suspensions d'hématies lavées. C'est pour cette raison que tous les résultats portant sur des suspensions d'hématies rigidifiées ont été obtenus avec des tubes non siliconés.

III.421 - Comportement rhéologique des suspensions d'hématies rigidifiées

Tous les résultats publiés jusqu'à présent sur les suspensions d'hématies fixées ont été obtenus avec des viscosimètres rotatifs et ces résultats, comme nous l'avons signalé dans l'introduction, concluent à un comportement newtonien lorsque le milieu suspensé est l'eau physiologique.

Certains de nos résultats apparaissent sur les figures 30 et 31 pour un hémato-crite de 40 % et sur les figures 32 et 33 pour un hémato-crite de 33,3 %. Nous constatons que, comme pour les suspensions d'hématies lavées, les résultats se situent sur une droite, mais que cette droite, extrapolée, coupe l'axe des débits à une valeur positive Q_0 . Comme ces constatations se produisent pour toutes les suspensions salines d'hématies fixées et pour tous les capillaires utilisés, nous concluons que ces suspensions n'ont pas un comportement newtonien, le débit pouvant s'écrire :

$$Q = M_1 \Delta P + Q_0 \quad (21)$$

La viscosité relative s'écrit alors, en utilisant la relation 18 :

$$\eta_r = \frac{A \Delta P}{M_1 \Delta P + Q_0}$$

Il apparaît donc que la viscosité relative n'est indépendante de la pression qu'aux fortes valeurs de celle-ci ; pour tous les tubes nous avons calculé la viscosité relative correspondant à une pression très grande, c'est-à-dire en utilisant :

$$\eta_r = \frac{A}{M_1} \quad (22)$$

III.422 - Variations de la viscosité relative avec le rayon du tube

Les figures 34 ($H_0 = 40 \%$) et 35 ($H_0 = 33,3 \%$) montrent que, pour ces suspensions également, il existe une diminution notable de la viscosité relative avec le diamètre du tube. Lorsque le diamètre du tube diminue de 2 000 à 120 μm environ, la diminution de viscosité relative est de l'ordre de 40 % dans le premier cas, 28 % dans le second ; pour les suspensions d'hématies lavées, cette diminution est de 26 % pour $H_0 = 50,2 \%$ et 29 % pour $H_0 = 40,3 \%$. Ainsi, pour des hématocrites semblables (40 %), la viscosité relative d'une suspension d'hématies fixées diminue plus que celle d'une suspension d'hématies lavées. De même, il apparaît que l'hématocrite a plus d'importance pour les suspensions d'hématies fixées que pour les suspensions d'hématies lavées.

III.423 - Variations de l'hématocrite moyen avec le rayon du tube

Les mesures de viscosité relative étant impossibles pour

des tubes de diamètres inférieurs à 120 μm , nous n'avons mesuré les hématocrites moyens que pour des tubes de diamètre supérieur à cette valeur. Les résultats apparaissent sur la figure 36 et sont comparés aux résultats que nous avons obtenus avec les hématies lavées. On constate que les résultats ne diffèrent que pour des tubes dont le diamètre est inférieur à 200 μm ; l'hématocrite moyen diminue relativement moins lorsque les hématies sont rigidifiées.

III.424 - Variations de la viscosité relative avec l'hématocrite

Ainsi que nous l'avons fait pour les suspensions d'hématies lavées, nous avons étudié les variations de la viscosité relative avec l'hématocrite. Nos résultats sont indiqués sur la figure 37 et comparés aux résultats calculés par application de la relation 5. Nous constatons la bonne concordance des résultats expérimentaux et théoriques.

III.5 - CONCLUSION

Les résultats expérimentaux que nous venons de résumer nous permettent de faire un certain nombre de remarques :

- les suspensions d'hématies fixées, lorsqu'elles s'écoulent dans un tube, ont un comportement non newtonien, résultat qui est en contradiction avec ceux obtenus à l'aide d'un viscosimètre rotatif,

- il existe une variation de la viscosité relative avec le rayon du tube utilisé dans une gamme qui dépasse largement celle mentionnée par FAHRAEUS et al, et il est possible que cette variation se poursuive au-delà des diamètres maxima que nous avons utilisés, c'est-à-dire 2 mm environ,

- cette variation de viscosité relative existe également pour les suspensions d'hématies rigidifiées ; ainsi la déformabilité de la particule en suspension n'est pas un paramètre indispensable à l'effet de FAHRAEUS-LINDQVIST tout en ayant une influence sur l'importance des variations

de la viscosité relative et de l'hématocrite moyen avec le rayon des tubes,

- les variations de l'hématocrite moyen, quelle que soit la suspension utilisée, ne paraissent mesurables qu'au dessous d'un diamètre d'environ $400\mu\text{m}$, contrairement aux variations de viscosité relative. Toutefois, il faut souligner que l'hématocrite de référence a été mesuré par centrifugation de tubes à microhématocrite de 1,2 à 1,3 mm de diamètre ; ainsi l'hématocrite de référence n'est pas la valeur réelle mais celui correspondant au diamètre du tube utilisé. Tous nos résultats, ainsi que ceux de BARBEE et al, HOCHMUTH et al devraient donc être corrigés pour tenir compte de ce fait. Toutefois, il ne nous a pas été possible de déterminer expérimentalement un facteur de correction constant entre les résultats donnés par un appareil de type COULTER et ceux obtenus par centrifugation.

Après ces quelques remarques, nous allons tenter de trouver un modèle théorique qui puisse expliquer aussi convenablement que possible l'ensemble des résultats donnés dans ce chapitre. Cette recherche fait l'objet des chapitres suivants.

IV. E T U D E T H E O R I Q U E

Il existe dans la littérature un certain nombre de publications traitant de l'effet "FAHRAEUS-LINDQVIST". A partir des différentes études qui ont été faites, il est possible de dégager cinq hypothèses ou modèles :

- modèle "discontinu" de DIX et al (1940),
- hypothèse de COKELET (1967),
- modèle avec vitesse de glissement,
- hypothèse de BARBEE et al (1971),
- modèle à "zone marginale".

En utilisant les résultats expérimentaux qui ont été donnés dans le chapitre précédent, nous allons tester les différentes possibilités d'explication du phénomène "FAHRAEUS-LINDQVIST". Nous rappellerons toutefois auparavant que, lorsqu'un fluide dont l'équation rhéologique est de la forme $\dot{\gamma} = f(\tau)$ s'écoule dans un tube horizontal, si l'écoulement est permanent et laminaire et s'il n'y a pas de glissement à la paroi du tube, le débit volume Q est donné par la relation de RABINOVITSCH-MOONEY :

$$\frac{4 Q}{\pi R^3} = \frac{4}{\tau_R^3} \int_0^{\tau_R} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (23)$$

où τ_R désigne la contrainte de cisaillement à la paroi, définie par :

$$\tau_R = \frac{R}{2} \frac{\Delta P}{l} \quad (24)$$

Dans le cas de la suspension sanguine, comme on peut le constater sur la figure 38, la quantité $4Q/\pi R^3$ est une fonction de τ_R , de R et de l'hématocrite de la suspension H_0 :

$$\frac{4Q}{\pi R^3} = f(\tau_R, R, H_0) \quad (25)$$

IV.1 - MODELE DISCONTINU DE DIX ET SCOTT-BLAIR

DIX et al (1940) ont remarqué que la relation 23 est obtenue par une intégration, c'est-à-dire en supposant que la suspension est un milieu continu. Lorsque les particules d'une suspension n'ont plus des dimensions très petites comparées au rayon du tube, cette hypothèse n'est plus valable et ces auteurs proposent alors de remplacer le modèle continu du profil des vitesses par un modèle discontinu (annexe 1, figure 1a) ; le débit est alors calculé par une sommation finie et non plus par une intégration.

Le profil des vitesses est supposé formé de N couches non cisailées d'épaisseur commune e ; la différence des vitesses de deux couches adjacentes divisée par l'épaisseur e est supposée ne dépendre que de la contrainte locale de cisaillement soit :

$$\frac{V_{n+1} - V_n}{e} = f(\tau_n) \quad \tau_n = \frac{n e}{2} \frac{\Delta P}{l}$$

le débit est alors donné par (annexe 1) :

$$Q = \pi e^3 \sum_{n=1}^N n^2 f(\tau_n)$$

En supposant que la suspension ait un comportement de type newtonien, on obtient alors la relation :

$$Q = \frac{\pi R^4}{8 \eta} \frac{\Delta P}{l} \left[1 + \frac{e}{R} \right]^2 \quad (26)$$

Un certain nombre d'auteurs, HAYNES (1960), CHARM et al (1962), BAYLISS (1962), ont utilisé la relation 26 pour expliquer l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST, e représentant alors une dimension caractéristique du globe rouge.

En fait, OIKNINE et al (1975) ont montré, en effectuant le même type de calcul mais en calculant le débit par défaut (annexe 1, figure 1b), qu'on obtient alors le résultat suivant :

$$Q = \frac{\pi R^4}{8 \eta} \frac{\Delta P}{l} \left[1 - \frac{e}{R} \right]^2 \quad (27)$$

Les relations 26 et 27 tendent toutes les deux vers la relation de POISEUILLE quand le rayon du tube augmente, mais elles conduisent à des conclusions inverses quant à l'influence du rayon R .

Ainsi, comme le reconnaît d'ailleurs SCOTT-BLAIR dans son dernier ouvrage (1974), le modèle proposé pour expliquer l'effet "sigma" est inapplicable au sang.

IV.2 - HYPOTHESE DE COKELET (1967)

COKELET (1967) suggère que la diminution de l'hématocrite moyen avec le rayon du tube peut être due aux interactions entre globules rouges à l'entrée du tube, interactions qui peuvent provoquer une obstruction partielle de l'entrée de ce tube ; ainsi la réduction de l'hématocrite moyen dépendrait de l'hématocrite de la suspension, de la grosseur du tube utilisé, de l'importance de l'agrégation, etc. L'auteur conclut alors que, pour une suspension déterminée, le rapport $\bar{H} / H_0$, c'est-à-dire le quotient hématocrite moyen dans le tube-hématocrite de la suspension, est fonction uniquement du diamètre du tube. Il semble toutefois que certains faits expérimentaux infirment cette hypothèse.

On peut supposer que l'effet d'entrée proposé par COKELET doit être fortement influencé par l'importance de l'agrégation dans la suspension ; les résultats expérimentaux ne confirment pas cette hypothèse. Ainsi, BARBER et al (1971) ne trouvent pour les variations de $\bar{H} / H_0$ avec le rayon du tube, aucune différence entre les suspensions salines et plasmatiques d'hématies lavées ; de même HOCHMUTH et al (1969) trouvent que les résultats obtenus pour du sang total ne sont que de 1 à 2 % inférieurs à ceux provenant d'une suspension saline d'hématies, diminution qui doit être certainement inférieure aux erreurs expérimentales.

De même, on peut supposer que cet effet d'entrée provoque également une diminution de l'hématocrite de la suspension après écoulement. Cette conséquence est également mise en défaut par les résultats expérimentaux qui ne laissent apparaître aucune différence entre les hématocrites amont et aval (figure 15).

Les variations de $\bar{H} / H_0$ avec le rayon du tube ont été étudiées de façon systématique par BARBER et al (1971) qui obtiennent les résultats suivants : pour les diamètres supérieurs à 100 μm , le rapport $\bar{H} / H_0$ est

indépendant de H_0 , mais au dessous de cette valeur ce rapport augmente avec H_0 ce qui signifie donc que la réduction de l'hématocrite moyen est d'autant plus faible que l'hématocrite de la suspension est plus important. Or l'hypothèse de COKELET suggère que, plus l'hématocrite de la suspension est élevé, plus les interactions seront nombreuses et plus l'obstruction partielle sera grande, amenant ainsi une réduction plus importante de l'hématocrite moyen.

Il n'apparaît donc pas que l'hypothèse de COKELET (1967) puisse être utilisée comme explication de l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST.

IV.3 - MODELE AVEC VITESSE DE GLISSEMENT

Si, dans une suspension, il existe une agrégation des particules et si les forces de liaison interparticulaire sont supérieures aux forces d'attraction moléculaire de la paroi, alors il y aura glissement de la suspension à la paroi.

Plusieurs auteurs, JONES (1966), OKA (1966), NUBAR (1971), ont essayé d'expliquer l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST par l'existence, à la paroi du tube, d'une vitesse de glissement. En effet, dans le cas d'un écoulement permanent laminaire dans un tube cylindrique horizontal, si le fluide obéit à une loi rhéologique de la forme $\dot{\gamma} = f(\tau)$ et s'il existe une vitesse de glissement V_g à la paroi du tube, le débit Q est donné par la relation de MOONEY (1931) :

$$Q = \frac{\pi R^3}{\tau_R^3} \int_0^{\tau_R} \tau^2 f(\tau) d\tau + \pi R^2 V_g \quad (28)$$

La relation (4) permet d'écrire la viscosité apparente sous la forme :

$$\frac{1}{\eta_a} = \frac{4 Q}{\pi R^3 \tau_R}$$

Ainsi, à partir de la relation (28) on peut écrire :

$$\frac{1}{\eta_a} = 4 \varphi(\tau_R) + \frac{4}{R \tau_R} V_g$$

avec

(29)

$$\varphi(\tau_R) = \frac{1}{\tau_R^4} \int_0^{\tau_R} \tau^2 f(\tau) d\tau$$

Il existe différentes relations empiriques définissant la vitesse de glissement ; toutes ces expressions supposent que la vitesse de glissement dépend uniquement, pour un fluide déterminé, du cisaillement à la paroi τ_R , c'est-à-dire :

$$V_g = s(\tau_R)$$

avec, par exemple,

$$s(\tau_R) = k \tau_R \quad (\text{JONES, 1966})$$

$$s(\tau_R) = c_1 \tau_R + c_2 \tau_R^2 \quad (\text{NUBAR, 1967})$$

$$s(\tau_R) = \frac{a \tau_R^2}{1 + b \tau_R} \quad (\text{NUBAR, 1971})$$

où k , c_1 , c_2 , a , b sont des constantes pour un fluide et une paroi déterminés.

Avec cette nouvelle hypothèse, la relation (28) devient :

$$\frac{1}{\eta_a} = \frac{4Q}{\pi R^3 \tau_R} = 4\psi(\tau_R) + \frac{4}{R} \xi(\tau_R) \quad (30)$$

$$\text{avec} \quad \xi(\tau_R) = \frac{s(\tau_R)}{\tau_R}$$

La relation (30) montre que l'existence d'une vitesse de glissement a tendance à diminuer la viscosité apparente η_a et que cette diminution est d'autant plus importante que le rayon du tube est petit.

En déterminant expérimentalement le débit en fonction du cisaillement à la paroi τ_R pour des tubes de rayons différents, il est possible, à partir de la relation (29) de mettre en évidence et de mesurer la vitesse de glissement.

En effet, si la vitesse de glissement n'est pas nulle, c'est-à-dire si, dans la relation (30), le terme $\xi(\tau_R)$ est différent de zéro, les courbes représentant les variations de $\frac{Q}{\pi R^3 \tau_R}$ avec τ_R doivent être différentes selon le tube utilisé. Dans ce cas, le tracé de $\frac{Q}{\pi R^3 \tau_R}$ en fonction de $1/R$, pour τ_R fixé, est une droite dont la pente est $\xi(\tau_R)$; on peut alors, pour chaque valeur de τ_R , déterminer $s(\tau_R)$.

Nous donnons sur la figure (39) les valeurs expérimentales de $\frac{Q}{\pi R^3}$.

en fonction de la contrainte à la paroi τ_R obtenues pour une suspension saline d'hématies lavées. Il est clair que la quantité $Q/\pi R^3 \tau_R$ dépend fortement du rayon du tube. Cependant cet effet n'est pas dû à un glissement à la paroi car les variations de $Q/\pi R^3 \tau_R$ avec $1/R$ ne sont pas linéaires comme cela apparaît sur la figure (40) pour une suspension saline d'hématies lavées et pour différentes contraintes à la paroi, ou sur la figure (41) où sont représentées les courbes expérimentales obtenues avec des suspensions salines d'hématies lavées ou rigidifiées à différents hématocrites.

Nos résultats cependant diffèrent de ceux de HERSCHEY et al (1966) : ces auteurs, en effet, trouvent que les variations de $Q/\pi R^3 \tau_R$ avec $1/R$ sont linéaires et ils ont pu ainsi déterminer une valeur de la vitesse de glissement. Toutefois, leur processus expérimental diffère quelque peu du nôtre.

Ces auteurs utilisent cinq tubes dont les diamètres ont des valeurs comprises entre 3,5 et 7,4 mm. Ainsi, ils ont été obligés de faire leurs expériences pour des valeurs de la contrainte de cisaillement τ_R comprises entre 5 et 50 dynes/cm² alors que nos valeurs se situent au delà de 50 dynes/cm² pour tous les tubes. Ces premières différences dans l'expérimentation ne semblent pas toutefois suffisantes pour expliquer les écarts de résultats sur la vitesse de glissement ; en effet, il ne semble pas y avoir de raisons physiques permettant de supposer de différence quant à l'existence d'une vitesse de glissement selon le diamètre des tubes.

Par contre on peut remarquer que les tubes utilisés par HERSCHEY et al ont des diamètres qui ne varient que du simple au double, alors que, dans nos expériences les diamètres varient dans la proportion de 1 à 30 environ. Compte tenu de la faible courbure des fonctions tracées figure (40) les conclusions de HERSCHEY et al s'expliquent.

Nos résultats expérimentaux semblent infirmer l'existence d'une vitesse de glissement à la paroi ; nous allons donner une autre raison permettant de réfuter ce modèle.

De nombreux auteurs utilisent la relation de CASSON (relation 12) comme loi rhéologique du sang ; en combinant cette relation avec la relation (29), on obtient :

$$\frac{4Q}{\pi R^3 \tau_R} = \frac{1}{a} F(\zeta) + \frac{4}{R} \zeta(\tau_R) \quad \text{pour} \quad \tau_0 < \tau_R \quad (31)$$

$$\text{avec} \quad F(\zeta) = 1 - \frac{16}{7} \zeta^{1/2} + \frac{4}{3} \zeta - \frac{1}{21} \zeta^4$$

$$\text{et} \quad \zeta = \frac{\tau_R}{\tau_0}$$

$$\text{ou} \quad \frac{4Q}{\pi R^3 \tau_R} = \frac{4}{R} \zeta(\tau_R) \quad \text{pour} \quad \tau_0 > \tau_R \quad (32)$$

Ainsi, en supposant que la vitesse de glissement est proportionnelle à τ_R , c'est-à-dire :

$$s(\tau_R) = k \tau_R$$

JONES (1966), à partir de la relation (30), aboutit à la relation :

$$\frac{1}{\eta_a} = \frac{1}{a} \left[F(\zeta) + \alpha \right]$$

$$\text{où } \alpha = \frac{4 k a}{R} \quad (33)$$

En utilisant la relation (33) et en choisissant :

$$\tau_0 = 0,25 \text{ dynes/cm}^2, \quad a = 5 \text{ cp et } \alpha = 0,6$$

JONES arrive à une très bonne concordance de l'expression (33) et des résultats expérimentaux de CERNY (1963), comme cela apparaît sur la figure (42) ; il conclut alors à la validité du modèle avec vitesse de glissement. On peut toutefois faire plusieurs critiques à cette conclusion.

En premier lieu la valeur du seuil de contrainte retenue est assez élevée, les mesures par différentes méthodes donnant en général des valeurs inférieures à $0,1 \text{ dynes/cm}^2$.

D'autre part la valeur de α retenue conduit à une vitesse de glissement importante ; en effet on trouve, pour un cisaillement à la paroi τ_R d'environ 100 dynes/cm^2 , une vitesse de glissement à la paroi supérieure à 10 cm/s . Une telle vitesse devrait donc être facilement mesurable. Or, une visualisation optique des globules rouges au voisinage d'une paroi ne met pas en évidence de glissement, mais au contraire une vitesse continue qui semble s'annuler à la paroi (BENNETT, 1968).

Le modèle avec vitesse de glissement ne semble pas avoir de fondement physique pour le sang et doit donc être abandonné.

IV.4 - HYPOTHESE DE BARBEE et al

BARBEE et al (1974, b) suggèrent que l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST est dû entièrement à l'effet FAHRAEUS, c'est-à-dire que la diminution de la viscosité relative avec le rayon du tube est due à la diminution de l'hématocrite moyen dans le tube.

Les résultats expérimentaux montrent que (relation 25) :

$$\frac{4 Q}{\pi R^3} = f(\tau_R, R, H_o)$$

De même, il apparaît que le rapport $\bar{H}/H_o$ est fonction du rayon du tube, de l'hématocrite de la suspension si le diamètre est inférieur à 100 μm environ, mais qu'il est indépendant de la contrainte à la paroi (BARBEE et al, 1971), soit :

$$\frac{\bar{H}}{H_o} = g(R, H_o)$$

BARBEE et al (1971, b) ont déterminé expérimentalement $f_2(\tau_R, 14,5, H_o)$ ainsi que $\bar{H}_2 = H_o \cdot g_2(14,5, H_o)$ en utilisant un tube de rayon 14,5 μm , puis $f_1(\tau_R, 405,5, \bar{H}_2)$ en se servant d'un tube de rayon 405,5 μm pour lequel l'effet FAHRAEUS est négligeable, c'est-à-dire pour lequel l'hématocrite moyen dans ce tube est sensiblement égal à l'hématocrite dans le réservoir. Leurs résultats, pour différentes valeurs de τ_R et de H_o , apparaissent sur la figure (43) où les lignes continues sont déduites des mesures de f_2 et les points expérimentaux des mesures correspondantes de f_1 . Comme on peut le constater, les deux fonctions coïncident. Les auteurs en concluent donc qu'il est possible de prédire l'écoulement, dans un tube de rayon 14,5 μm , d'une suspension d'hématocrite H_o à partir des propriétés d'écoulement, dans un tube de rayon 405,5 μm , d'une suspension ajustée à l'hématocrite moyen du tube de rayon 14,5 μm . Ils généralisent alors ce résultat en affirmant que l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST est dû uniquement à la diminution de l'hématocrite moyen $\bar{H}$ dans le tube.

A l'aide de nos résultats, nous avons fait une vérification systématique de cette hypothèse.

Si l'hypothèse de BARBEE et al (1971, b) est valable, pour deux tubes de rayon R_1 et R_2 respectivement, où R_1 est suffisamment grand pour que l'hématocrite moyen dans ce tube soit à peu près égal à l'hématocrite du réservoir, on doit avoir :

$$f_1(\tau_R, R_1, \bar{H}_2) = f_2(\tau_R, R_2, H_0)$$

$$\text{avec } \bar{H}_2 = H_0 \cdot g_2(R_2, H_0)$$

ou encore, en utilisant les viscosités relatives :

$$\eta_{r_1}(\tau_R, R_1, \bar{H}_2) = \eta_{r_2}(\tau_R, R_2, H_0) \quad (34)$$

$$\text{avec } \bar{H}_2 = H_0 \cdot g_2(R_2, H_0)$$

La relation (34) doit être vérifiée pour toutes les valeurs de τ_R ; nous avons utilisé nos résultats correspondant à une très grande valeur de cette contrainte.

Pour une même suspension, nous connaissons les fonctions suivantes :

$$\eta_{r_1}(\tau_R, R_1, H_0) \quad (\text{figures 27 et 29}) \quad (35)$$

$$\eta_{r_2}(\tau_R, R, H_0) \quad (\text{figures 24 et 25}) \quad (36)$$

$$\bar{H} = H_0 \cdot g(R, H_0) \quad (\text{figure 36}) \quad (37)$$

Ainsi pour $R = R_2$, la relation (36) permet d'obtenir :

$$\eta_{r_2}(\tau_R, R_2, H_0)$$

et la relation (37) permet de déterminer :

$$\bar{H}_2 = H_0 \cdot g_2(R_2, H_0)$$

Il est donc possible de vérifier la relation (34) pour différentes valeurs de R_2 .

Nous donnons sur la figure (44) les résultats de cette étude. Comme on peut le constater, l'hypothèse de BARBEE et al n'est pas vérifiée pour une suspension saline d'hématies lavées. Sur la figure (45) nous voyons qu'il en est de même pour une suspension d'hématies rigidifiées. Nos résultats sont donc en contradiction flagrante avec l'hypothèse de BARBEE et al. Il faut remarquer (figure 44) que cette contradiction demeure si on utilise les résultats obtenus par COKELET et FAHRAEUS pour les variations de $\bar{H}/H_0$ en fonction du rayon du tube (figure 44).

Toutefois les résultats de BARBEE et al n'ont pas été obtenus dans les mêmes conditions expérimentales que les nôtres. Ainsi, les valeurs de la contrainte de cisaillement τ_R utilisées par BARBEE et al sont inférieures aux nôtres ; en effet, leurs valeurs semblent se situer entre 0,5 et 20 dynes/cm² alors que celles que nous avons utilisées sont toujours supérieures à 50 dynes/cm². De même, le tube de référence utilisé par ces auteurs a pour diamètre 811 μm ; cette valeur n'est peut-être pas suffisamment élevée pour pouvoir négliger, dans ce tube, l'effet FAHRAEUS. Ces différences dans les conditions expérimentales peuvent en partie expliquer la divergence des résultats.

Cependant une extrapolation des courbes de la figure (44) suggère une concordance tout à fait particulière des résultats pour des tubes de diamètres 811 et 29 μm .

Quoi qu'il en soit, nos expériences montrent que ce résultat n'est pas susceptible de généralisation et que l'hypothèse de BARBEE et al est à rejeter.

IV.5 - MODELES AVEC ZONE MARGINALE

De nombreuses observations ou mesures, à la fois in vivo et in vitro, ont montré de façon indiscutable l'existence, au voisinage de la paroi d'un tube, d'une zone statistiquement très pauvre en globules rouges (PALMER 1965 ; PHIBBS 1966 ; BUGLIARELLO 1970). Les raisons de la formation de cette zone marginale de plasma sont controversées.

Pour VAND (1948), il existe un effet paroi de type hydrodynamique et cet auteur montre qu'une suspension de sphères rigides de rayons b , en présence d'une frontière rigide, se comporte comme s'il existait le long de la paroi une couche fluide d'épaisseur δ donnée par :

$$\delta = 1,301 b \quad (38)$$

Cette couche a la viscosité de la phase suspendante.

Pour MAUDE et al (1956), il existe un effet paroi d'origine mécanique ; en effet les particules en pénétrant dans le tube, vont se déplacer radialement et donc se mouvoir plus rapidement. La concentration moyenne des particules dans le tube, $\bar{H}$, sera donc inférieure à la concentration amont

H_0 . De plus, il est évident que le centre des particules rigides n'est jamais situé à une distance de la paroi inférieure au rayon b de ces particules. En traitant cet effet paroi comme précédemment, c'est-à-dire en supposant qu'il existe une zone à la paroi d'épaisseur δ ayant la viscosité du

milieu suspensé, ces auteurs obtiennent, pour des suspensions rigides de rayon b :

$$\delta = 0,7 b \quad (39)$$

Une autre cause possible de l'existence d'une zone marginale peut être la migration radiale. En effet, en 1962, SEGRE et al ont constaté que, lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment élevé, ($R_e > 1$ d'après GOLDSMITH et al, 1971), les particules indéformables situées au voisinage de la paroi ont tendance à se déplacer en direction de l'axe du tube alors que celles situées initialement près de l'axe se déplacent en direction de la paroi. Ces deux migrations radiales, dues aux effets d'inertie, provoquent la formation d'un anneau situé, pour des sphères rigides, à $0,6 R$ de l'axe. Cet effet, connu sous le nom de "pinch effect", apparaît pour des globules rouges fixés avec une position d'équilibre située à $0,63 R$ de l'axe et également pour des globules rouges avec comme position d'équilibre $0,58 R$ (GOLDSMITH et al, 1971).

Toutefois les résultats de GOLDSMITH et al (1962) montrent que, lorsque le nombre de Reynolds est petit, ($R_e < 10^{-3}$ selon GOLDSMITH et al, 1971), une goutte déformable située initialement au voisinage de la paroi d'un tube migre vers l'axe du tube alors que, dans les mêmes conditions, il n'est observé aucune migration avec des particules rigides. Des résultats semblables sont obtenus avec des globules rouges rigidifiés et normaux (GOLDSMITH et al, 1971). Il apparaît donc que, dans ce cas, la migration est fortement influencée par la déformation.

Les résultats que nous venons de rappeler ont été mis en évidence avec des suspensions très diluées. Lorsque la concentration atteint les valeurs physiologiques, les interactions entre les particules doivent avoir une importance considérable et ainsi limiter les possibilités de migrations.

Quelles qu'en soient les causes profondes, l'existence d'une zone marginale composée principalement de plasma est un fait expérimental établi ; COPLEY et al (1962), BLOCH (1962) ont vérifié optiquement l'existence in vivo de

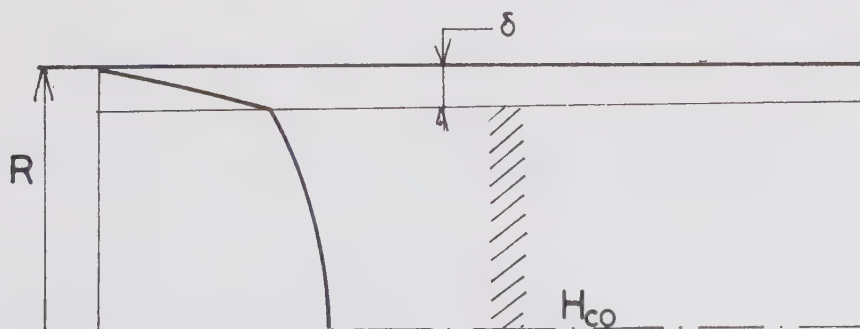
cette zone ; BUGLIARELLO et al (1964, 1970) ont également vérifié l'existence in vitro d'une telle zone dont l'épaisseur fluctue autour d'une valeur moyenne. Ainsi il apparait que la suspension sanguine ne peut être considérée comme un milieu homogène lorsqu'elle s'écoule dans un tube. Il existe deux manières de tenir compte de ce défaut d'homogénéité.

- la première consiste à supposer que l'hématocrite dans le tube est une fonction de la distance entre l'échantillon et l'axe du tube. Il est donc nécessaire de déterminer le profil des concentrations ; malheureusement il n'existe pas, à notre connaissance, de méthode permettant cette détermination dans les conditions physiologiques. Toutefois OKA et al (1963) ont proposé la relation empirique suivante :

$$H(r) = K \left[1 - e^{-(R-r)/\delta'} \right] \quad (40)$$

où K est une constante,
 r est la distance à l'axe,
 δ' est un paramètre.

- la seconde consiste à supposer qu'au voisinage de la paroi existe une zone, ne contenant que du milieu suspendant, entourant une région appelée "coeur" ou "noyau" où la suspension est homogène.



Cette seconde hypothèse a été utilisée par de nombreux auteurs ; elle est à la base de plusieurs modèles que nous allons analyser. Toutefois nous montrons au préalable que les hypothèses d'une vitesse de glissement et d'une zone marginale de faible épaisseur peuvent être analogues.

IV.51 - Modèle avec zone marginale et modèle avec vitesse de glissement

Ainsi que nous l'avons vérifié, le plasma a un comportement newtonien et peut être caractérisé par sa viscosité η_p ; la vitesse d'un point de la zone marginale situé à la distance r de l'axe s'écrit :

$$V(r) = \frac{R \tau_R}{2 \eta_p} \left[1 - \frac{r^2}{R^2} \right]$$

Ainsi la vitesse à la limite de la zone marginale, c'est-à-dire pour $r = R - \delta$, est égale à :

$$V(R - \delta) = \frac{R \tau_R}{2 \eta_p} \left[1 - \left(1 - \frac{\delta}{R} \right)^2 \right] \quad (41)$$

relation qui, en supposant $\delta \ll R$, devient :

$$V(R - \delta) = \frac{\delta}{\eta_p} \tau_R \quad (42)$$

Cette relation est identique à la relation proposée par JONES (1966) pour la vitesse de glissement.

Lorsque $\delta \ll R$, les conditions aux limites, $V = k \tau_R$ pour $r = R$, et $V = 0$ pour $r = R$ avec $V = k \tau_R$ pour $r = R - \delta$, sont sensiblement équivalentes pour le calcul du débit total. On peut donc dans ce cas confondre modèle avec zone marginale et modèle avec vitesse de glissement ; c'est cette notion de glissement qui a été très souvent employée dans le cas du sang : BAYLISS (1962), HERSCHEY et al (1966).

IV.52 - Les différents modèles avec zone marginale

Il apparaît dans la littérature de nombreuses expressions permettant de calculer le débit d'une suspension en utilisant le modèle à zone marginale. Toutes ces expressions diffèrent par les hypothèses faites sur le "cœur" de la suspension et sur l'épaisseur de la couche marginale.

IV.521 - Modèles simplifiés

Certains auteurs supposent que l'épaisseur δ de la zone marginale est constante et que le comportement du noyau central obéit à une loi rhéologique. C'est ainsi que, en utilisant les relations 1, 10 et 12, en appelant η_{co} , c_{co} et a_{co} les coefficients respectifs du gradient de vitesse, différents auteurs proposent les relations suivantes :

$$Q = \frac{\pi R^4}{8\eta_p} \left[1 - \gamma^4 + \frac{\eta_p}{\eta_{co}} \gamma^4 \right] \frac{\Delta P}{l} \quad (43)$$

(BAYLISS, 1962)

$$Q = \frac{\pi R^4}{8\eta_p} \left[1 - \gamma^4 + \frac{\eta_p}{c_{co}} \left(\gamma^4 - \frac{4}{3} \gamma^3 \frac{\Delta P_0}{\Delta P} + \frac{1}{3} \frac{\Delta P_0^4}{\Delta P^4} \right) \right] \frac{\Delta P}{l} \quad (44)$$

(BAYLISS, 1962 ; GORDON, 1970)

$$Q = \frac{\pi R^4}{8\eta_p} \left(1 - \gamma^4 \right) \frac{\Delta P}{l} + \frac{\pi R^4}{2a_{co}} \left[\frac{1}{4} \gamma^4 + \frac{1}{3} \gamma^3 \frac{\Delta P_0}{\Delta P} - \frac{4}{7} \gamma^{7/2} \left(\frac{\Delta P_0}{\Delta P} \right)^{1/2} - \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta P_0}{\Delta P} \right)^4 \right] \frac{\Delta P}{l} \quad (45)$$

(OKA, 1968 ; CHARM et al, 1968)

où $\Delta P_0 = \frac{2l\tau_0}{R}$, τ_0 étant le seuil de contrainte.

$$\gamma = 1 - \frac{\delta}{R}$$

Connaissant le débit, il est facile de déterminer la viscosité relative de la suspension. Nos résultats expérimentaux portant sur la viscosité relative ont été obtenus pour une différence de pression appliquée très grande ; dans ce cas les relations (44) et (45) se réduisent toutes à la relation (43). Nos résultats ont donc l'avantage d'être en grande partie indépendants de la loi rhéologique du sang.

La relation (43) permet d'écrire :

$$(46) \quad \frac{1}{\eta_r} = 1 - \gamma^4 + \frac{\eta_p}{\eta_{co}} \gamma^4 \quad \text{où } \eta_p \text{ est la viscosité du milieu suspendant.}$$

Cette relation a été proposée dès 1948 par VAND ; elle montre, en utilisant la terminologie de VAND, que la viscosité relative "mesurée", c'est-à-dire η_r , est inférieure à la viscosité relative "vraie", η_{co}/η_p , et que, lorsque le rayon du tube diminue, la viscosité relative mesurée diminue. Ainsi la relation (46) pourrait expliquer le phénomène FAHRAEUS-LINDQVIST.

L'utilisation de la relation (46) nécessite la détermination de deux quantités inconnues δ et η_{co}/η_p . Pour MAUDE et al (1958), BAYLISS (1962), on peut les déterminer en faisant les mesures dans deux tubes différents. Cette méthode suppose donc que la viscosité dans le coeur, η_{co} , est indépendante du rayon ce qui implique que la suspension homogène qui s'écoule dans le coeur a un hématocrite indépendant du rayon du tube. La valeur de cet hématocrite n'est pas précisé mais, pour des raisons de continuité, il doit être égal à l'hématocrite dans le réservoir : en effet, lorsque le rayon du tube est très grand, l'hématocrite dans le coeur est sensiblement égal à celui du réservoir. Cette hypothèse, qui consiste à supposer que l'hématocrite dans le coeur est égal à l'hématocrite de la suspension dans le réservoir, est utilisée par MAUDE et al (1958), HAYNES (1960) ; dans ce cas, l'hématocrite moyen dans le tube, $\bar{H}$, est lié à l'hématocrite dans le réservoir H_o par la relation (47) :

$$\bar{H} = \gamma^2 H_{co} = \gamma^2 H_o \quad (47)$$

Le rapport $\bar{H} / H_0$ diminue donc lorsque le rayon du tube diminue ; ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux donnés dans le chapitre précédent.

On peut donc conclure que ce modèle à zone marginale, où l'épaisseur de la zone marginale est supposée constante et où l'hématocrite de la suspension dans le coeur est égal à celui de cette suspension dans le réservoir, semble pouvoir expliquer à la fois les phénomènes FAHRAEUS-LINDQVIST et FAHRAEUS.

En utilisant les résultats de FAHRAEUS et al (1931), MAUDE et al (1958) ont testé la relation (46) et ont trouvé que l'épaisseur de la zone marginale varie entre 1,64 et 2,11 μm selon l'échantillon utilisé. De même HAYNES (1960) utilise la relation (46) ; cet auteur, avec les résultats de HAYNES et al (1959), trouve que l'épaisseur de la zone marginale diminue de 6,18 à 1,48 μm lorsque l'hématocrite de la suspension augmente de 10 à 80 %.

Nous avons pu, à l'aide des résultats expérimentaux qui ont été donnés dans le chapitre précédent, tester les relations (45) et (46). Ainsi, pour chaque valeur de la viscosité mesurée, η_r , nous avons déterminé la valeur correspondante de la viscosité relative vraie, η_{r_0} / η_p , à partir de la relation (45) et ceci pour différentes valeurs de δ . Les résultats apparaissent sur les figures (46), (47), (48) et (49). On peut constater que lorsque le rayon du tube est supérieur à 100 μm pour les suspensions d'hématies lavées et à 200 μm environ pour les suspensions d'hématies rigidifiées, il est possible de trouver une valeur de δ pour laquelle la viscosité du sang dans le coeur est constante ; les valeurs de δ trouvées varient entre 2 et 4 μm . Nous avons également testé la relation (46). On peut constater, figure (50), que la concordance est bonne lorsque δ est de l'ordre de 2 à 3 μm .

Nous venons de voir qu'il est possible d'expliquer les phénomènes FAHRAEUS-LINDQVIST et FAHRAEUS en utilisant le modèle simplifié décrit précédemment à condition que le rayon du tube ne soit pas trop petit. Lorsque c'est le cas, il est nécessaire de faire appel à un modèle plus élaboré, par exemple celui de THOMAS (1962).

IV.522 - Modèle de THOMAS

Le principe du modèle de THOMAS (1962) est de supposer que la suspension dans le coeur est toujours un milieu homogène mais que son hématoците H_{c_0} varie avec le rayon R du tube utilisé et que l'épaisseur de la zone marginale peut varier avec le rayon du tube.

La fluidité apparente relative par rapport au milieu suspendant est définie par :

$$\psi'_r = \frac{4 Q \eta_p}{\pi R^3 \tau_R} \quad (48)$$

Cette expression est une fonction du rayon R , du cisaillement à la paroi τ_R et de l'hématoците de la suspension H_0 :

$$\psi'_r = \psi'_r(R, \tau_R, H_0) \quad (49)$$

Lorsque la valeur du rayon est très grande, on obtient une nouvelle fonction ψ_r définie par :

$$\psi_r(H_0, \tau_R) = \lim_{R \rightarrow \infty} \psi'_r(R, \tau_R, H_0) \quad (50)$$

Cette nouvelle fonction, qui est la fluidité apparente relative dans un tube de rayon très grand, peut être considérée comme la fluidité apparente relative de la suspension en l'absence d'un "effet paroi". THOMAS considère que l'écoulement dans le coeur central se fait, sans effet paroi, dans un tube de rayon γR , avec une contrainte de cisaillement à la paroi égale à $\gamma \tau_R$, avec un hématoците H_{co} et une vitesse de glissement égale à la vitesse correspondante du milieu suspendant situé à la frontière coeur-zone marginale.

Le débit du coeur est donné par l'expression :

$$Q_{co} = \frac{\pi R^3 \tau_R}{4 \eta_p} \left[2\gamma^2(1 - \gamma^2) + \gamma^4 \varphi_r(H_{co}, \gamma \tau_R) \right] \quad (51)$$

le débit dans la zone marginale est égal à :

$$Q_p = \frac{\pi R^3 \tau_R}{4 \eta_p} (1 - \gamma^2)^2 \quad (52)$$

et, en calculant le débit total Q_T , et en utilisant la relation (48) on obtient :

$$1 - \varphi'_r(H_o, \tau_R, R) = \gamma^4 \left[1 - \varphi_r(H_{co}, \gamma \tau_R) \right] \quad (53)$$

Cette relation n'est autre que la relation (46) "généralisée".

En écrivant la conservation du volume des globules rouges, on obtient :

$$H_o Q_r = H_{co} Q_{co}$$

relation qui peut s'écrire :

$$\frac{H_{co}}{H_o} = 1 + \frac{(1 - \gamma^2)^2}{\gamma^2 [2(1 - \gamma^2) + \gamma^2 \varphi_r(H_{co}, \gamma \tau_R)]} \quad (54)$$

L'hématocrite moyen dans le tube est défini par :

$$\bar{H} = \gamma^2 H_{co} \quad (55)$$

d'où on déduit :

$$\frac{\bar{H}}{H_o} = \frac{\gamma^4 [\varphi_r(H_{co}, \gamma \tau_R) - 1] + 1}{\gamma^2 [\varphi_r(H_{co}, \gamma \tau_R) - 2] + 2} \quad (56)$$

Le système formé par les deux équations (53) et (56) permet de calculer les deux inconnues δ et $\varphi_r(H_{co}, \gamma \tau_R)$ en utilisant, pour un tube de rayon déterminé, les valeurs expérimentales de $\bar{H}/H_o$ et de $\varphi_r(H_o, R, \tau_R)$. Il est ensuite possible, par utilisation de la relation (55), de déterminer la valeur de H_{co} pour ce tube et ainsi de tracer la courbe représentant les variations de $\varphi_r(H_{co}, \gamma \tau_R)$ en fonction de H_{co} .

Les résultats de BUGLIARELLO et al (1970) montrent combien il est difficile de déterminer l'épaisseur de la couche marginale. Ainsi la vérification du modèle de THOMAS doit se faire en comparant la courbe expérimentale représentant les variations de la fonction φ_r

avec l'hématocrite et celle obtenue par application des relations (53), (55) et (56).

Nous ne connaissons pas expérimentalement la fonction ψ_r . Toutefois nous avons vu précédemment que, lorsqu'un tube a un diamètre suffisamment grand, le modèle simplifié peut être utilisé ; les résultats montrent alors que la zone marginale a une valeur située entre 2 et 4 μ m. Il est donc possible, en utilisant les variations de ψ_r' en fonction de H (figures 29 et 37) obtenues pour un tube dont le rayon est égale à 2 mm environ, d'en déduire les variations de ψ_r avec H .

Les relations (53) et (56) combinées conduisent à la relation (57) :

$$\frac{\bar{H}}{H_0} \gamma^4 + \left[\psi_r' - 2 \frac{\bar{H}}{H_0} \right] \gamma^2 + (1 - \psi_r') \frac{\bar{H}}{H_0} = 0 \quad (57)$$

et, à partir de cette relation, nous avons obtenu les résultats du tableau 3. On peut constater que, lorsque l'équation (57) a des solutions, on obtient deux valeurs pour l'épaisseur de la couche marginale (colonnes 4 et 5). Toutefois on peut écarter facilement les résultats de la colonne 5.

Afin de préciser les résultats de la colonne 4, nous avons déterminé quelle était l'influence des erreurs expérimentales. En supposant que les valeurs de l'hématocrite moyen sont connues à 3 % près, nous avons obtenu les résultats des colonnes 3, 4 et 5 du ta-

bleau 4. On peut constater l'importance des écarts sur les valeurs calculées de δ , écarts qui provoquent de grandes incertitudes sur les valeurs de $\varphi_r(H_{co}, \gamma\tau_R)$ et de H_{co} . Il est donc inutile d'essayer d'obtenir la courbe représentant les variations de φ_r avec l'hématocrite. On ne peut donc vérifier si le modèle de THOMAS peut s'appliquer.

IV.523 - Conclusion

Les résultats portant sur les modèles avec zone marginale montrent que, lorsque le diamètre du tube n'est pas trop petit, on peut expliquer les effets FAHRAEUS et FAHRAEUS-LINDQVIST en supposant que la suspension dans le coeur a un hématocrite égal à celui du réservoir amont et que la zone marginale a une épaisseur constante de l'ordre de 2 à 3 μm . En faisant des mesures dans deux tubes de diamètres différents, il est possible alors de connaître la vraie viscosité relative du sang ou celle d'une autre suspension.

Cependant nous avons vu que pour des tubes dont le rayon est inférieur à 100 μm pour une suspension d'hématies normales ou 200 μm lorsque les hématies sont rigidifiées, la théorie simplifiée est en défaut. Le modèle de THOMAS, s'il a l'avantage de tenir compte des variations de l'hématocrite dans le coeur, H_{co} , et de l'épaisseur de la zone marginale δ , ne permet pas de prévoir la viscosité relative d'une suspension dans de tels tubes. En effet, compte tenu des incertitudes des mesures, les conséquences expérimentales du modèle de THOMAS ne peuvent être actuellement vérifiées de façon convenable. Son intérêt est donc pour le moment limité. Le problème de l'écoulement dans des tubes capillaires de rayon inférieur à 100 μm ou 200 μm selon la nature de la suspension utilisée reste donc entier.

Nous terminerons en signalant que, lorsque le modèle simplifié à zone marginale est utilisable, le rapport δ / R est très petit devant 1 ; il est ainsi possible de remplacer la relation (46) par une relation plus simple :

$$\frac{1}{\eta_r} = \frac{1}{\eta'_r} \left[1 + \frac{4 \delta}{R} \right] - \frac{4 \delta}{R} \quad (58)$$

où η est la viscosité relative " vraie "
et η'_r la viscosité relative mesurée.

V - C O N C L U S I O N

Notre travail a porté sur l'étude expérimentale et théorique des effets FAHRAEUS et FAHRAEUS-LINDQVIST lors de l'écoulement du sang et, plus généralement, de suspensions dans des tubes capillaires. A l'aide d'un montage expérimental simple, nous avons déterminé les courbes d'écoulement du sang et de suspensions d'hématies lavées ou fixées dans des tubes capillaires dont le rayon a varié entre 50 et 1 000 μm . Nous avons utilisé comme milieux suspendants de l'eau physiologique contenant ou non de l'albumine, du sérum ou du plasma. Toutes nos mesures ont été effectuées dans la zone linéaire des courbes d'écoulement.

V.1 - EXPERIENCES PRELIMINAIRES

Une première série d'expériences nous a permis de montrer que :

- tous les milieux suspendants utilisés ont un comportement newtonien,
- une suspension d'hématies lavées a un comportement faiblement non newtonien dans des tubes capillaires,
- l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST, c'est-à-dire la diminution de la viscosité apparente relative lorsque le diamètre du tube capillaire diminue, s'observe pour toutes les suspensions testées ; l'agrégation des globules rouges n'est donc pas indispensable à l'apparition de cet effet,
- l'effet FAHRAEUS, c'est-à-dire la diminution de l'hématocrite moyen lors de l'écoulement dans un tube capillaire, s'observe aisément par centrifugation directe du tube lorsque son rayon est inférieur à 200 μm environ.

Les résultats expérimentaux dont nous disposons n'étant pas suffisants pour la vérification des divers modèles théoriques proposés, nous avons entrepris une série complète de mesures.

V.2 - EXPERIENCES SYSTEMATIQUES

Nous avons déterminé la viscosité relative et l'hématocrite moyen dans le tube pour des suspensions salines d'hématies lavées ou fixées au glutaraldéhyde. Les résultats obtenus montrent que :

- les suspensions d'hématies fixées, lorsqu'elles s'écoulent dans un tube, ont un comportement non newtonien, résultat qui est en contradiction avec ceux obtenus à l'aide de viscosimètres rotatifs,

- l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST se poursuit au delà de la valeur donnée par ces auteurs et il est vraisemblable que la variation de la viscosité relative se poursuive au delà de la valeur maximale du rayon utilisée, c'est-à-dire 1 mm environ,

- l'effet FAHRAEUS, quelle que soit la suspension utilisée, ne peut s'observer qu'au dessous d'un diamètre d'environ 200 μm ; il semble moins important lorsque les hématies sont rigidifiées.

A l'aide de ces résultats, nous avons tenté de trouver un modèle théorique qui puisse expliquer aussi convenablement que possible les effets FAHRAEUS et FAHRAEUS-LINDQVIST.

V.3 - ETUDE CRITIQUE DES MODELES THEORIQUES

V.31 - Modèle de DIX et SCOTT-BLAIR

DIX et SCOTT-BLAIR ont proposé un modèle permettant de calculer le débit d'une suspension lorsque les particules ont une dimension non négligeable comparée au rayon du tube utilisé. Toutefois, OIKNINE et al, en

utilisant ce modèle, ont montré qu'on peut aboutir à deux conclusions opposées selon que le calcul est fait par excès ou par défaut. Ce modèle est donc inapplicable au sang.

V.32 - Hypothèse de COKELET

Cet auteur suppose que l'effet FAHRAEUS est dû aux interactions entre les globules rouges à l'entrée de ce tube. Toutefois, puisque les hématocrites amont et aval sont égaux, puisque l'agrégation n'a pas d'influence sur cet effet, il apparaît que l'hypothèse de COKELET ne peut être utilisée comme explication de l'effet FAHRAEUS, donc de l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST.

V.33 - Modèle avec vitesse de glissement

Lorsque des particules d'une suspension peuvent s'agréger, et lorsque les forces de liaison interparticulaires sont supérieures aux forces d'attraction moléculaire de la paroi, il peut y avoir glissement de la suspension à la paroi. En utilisant une vitesse de glissement, on montre que la viscosité apparente diminue lorsque le rayon du tube diminue et que cette diminution est d'autant plus grande que le tube est plus petit. Toutefois, nos résultats, contredisent certaines conséquences de cette hypothèse, ce qui est en accord avec certains résultats expérimentaux obtenus par une visualisation optique.

V.34 - Hypothèse de BARBEE et al

Ces auteurs ont suggéré que l'effet FAHRAEUS-LINDQVIST est dû entièrement à l'effet FAHRAEUS. Nos essais systématiques montrent que les résultats obtenus pour deux tubes particuliers par ces auteurs, ne sont pas susceptibles de généralisation ; aussi, cette hypothèse est à rejeter.

V.35 - Modèle à zone marginale

Ce modèle consiste à supposer qu'au voisinage de la paroi, il existe une zone, ne contenant que du milieu suspendant, entourant un noyau central, ou coeur, où la suspension est homogène.

Nous avons testé un premier modèle, le modèle simplifié, où l'épaisseur de la zone marginale est supposée constante quel que soit le rayon du tube et où l'hématocrite dans le coeur est égal à celui de la suspension dans le réservoir. Nous avons montré que, lorsque le rayon du tube est supérieur à 100 μm environ pour les hématies normales et 200 μm environ pour les hématies rigidifiées, le modèle rend convenablement compte des effets FAHRAEUS et FAHRAEUS-LINDQVIST. L'épaisseur de la zone marginale vaut, pour des hématies humaines, 2 à 3 μm . Dans ce cas, la viscosité relative vraie η_r est donnée par la relation :

$$\frac{1}{\eta_r} = \frac{1}{\eta'_r} \left[1 + \frac{4\delta}{R} \right] - \frac{4\delta}{R}$$

où η'_r représente la viscosité mesurée dans le tube de rayon R.

Le modèle plus complet de THOMAS, où l'épaisseur de la zone marginale ainsi que l'hématocrite dans le coeur peuvent varier, ne peut être actuellement vérifié de façon convenable. En effet, la précision des mesures actuelle de l'hématocrite moyen $\bar{H}$ dans le tube est insuffisante. De plus, il nécessite la connaissance d'un grand nombre de résultats expérimentaux ce qui limite considérablement son intérêt.

On peut donc considérer que le problème de l'écoulement du

sang dans des tubes capillaires de rayon inférieur à 100 μm est entier. Pour élaborer les hypothèses d'un modèle convenant dans cette gamme de rayon, il serait souhaitable de disposer de méthodes expérimentales précises de la mesure de l'épaisseur de la zone marginale, de l'hématocrite moyen dans le tube et de la répartition radiale de l'hématocrite.

B I B L I O G R A P H I E

R E F E R E N C E S

- BARBEE J.H. and COKELET G.R. (1971 a)
The Fahraeus effect.
Microvascular Research, 3, 6 - 16.
- BARBEE J.H. and COKELET G.R. (1971 b)
Microvascular Research, 3, 17-21.
- BARBEE J.H. (1973)
The effect of temperature on the relative viscosity of human blood.
Biorheology, 10, 1 - 7.
- BAYLISS L.E. (1960)
The anomalous viscosity of blood.
In "Flow Properties of Blood and other Biological Systems", ed. by
A. COPLEY and G. STAINSBY. London ;Pergamon Press.
- BAYLISS L.E. (1962)
Rheology of blood
Handbook of Physiology : Circ. , 1.
- BENIS A.M. and MORINET-LAMBERT J. (1973)
Comparaison of the equations for mean shear rate in Couette viscosi
metry of biological fluids
J. Biorheology , 10, 271-277.
- BENNET L. (1968)
Biorheology, vol. 5, p. 159-165.

- BLOCH E.H. (1962)
Am. J. Anat : 110, 125.
- BROOKS D.E., GOODWIN J.W. and SEAMAN G.V.F. (1970)
Interactions among erythrocytes under shear
J. Applied Physiol. 28, 172 - 177.
- BUGLIARELLO G., KAPUR C. and HSIAO C. (1964)
Proceed of the 4th Int. Rheol. Conf.
Vol. IV. (ed. by A.L. COPLEY) : p. 351 - 370.
- BUGLIARELLO G. and SEVILLA (1970)
Biorheo. Vol. 7, 85 - 107.
- CERNY L.C. (1963)
Biorheo. Vol. 5, 159 - 165.
- CHARM S. and KURLAND G.S. (1962)
Amer. Jour. Physiol. , 203, 417.
- CHARM S., KURLAND G.S. and BROWN S.L. (1968)
Biorheo., 5, 15 - 43.
- CHIEN S., DELLENBACK R.J., USAMI S. and GREGERSEN M.I. (1965)
Proceed Soc. Exp. Biol. Med. 119, 1155-1158.
- CHIEN S., DELLENBACK R.J., USAMI S. and GREGERSEN M.I. (1967)
Blood viscosity; influence of erythrocyte deformation
Science, 157, 827-829.
- CHIEN S. (1969)
Adv. Microcirc. : 89 - 103.

CHIEN S., SEAMAN G.V. and GREGERSEN M.I. (1968)

Proceed Soc. Exp. Biol. Med. 127, 982.

CHIEN S., LUSE S.A., JAN K.M., USAMI S., MILLER L.H. and FREMOUNT H. (1971)

6th Europ. Conf. Microcirc., Aalborg, 29 - 34.

CHIEN S. (1973)

Bibl. anat. n° 11, 244-250 (Karger, Basel).

CHMIEL H. (1974)

Biorheo. , 1, 87 - 96.

COKELET G.R. (1963)

The rheology of human blood

Sc. D. Thesis Mass. Inst. of Techn. - Cambridge.

COKELET G.R. (1967)

Biorheo. Vol. 4 , 123 - 126.

COKELET G.R. (1970)

Biomechanics : its foundation and objectives . Ed. by Y.C. FUNG,

N. PERRONE and ANLIKER M. Prentice - Hall, Inc.

COPLEY A.L. (1960)

Apparent viscosity and wall adherence of blood systems. Flow properties of blood. Ed. by A.L. COPLEY and G. STAINSBY, Pergamon, London.

COPLEY A.L. and STAPLE P.H. (1962)

Biorheo. 1, 3.

COPLEY A.L., HUANG C.R. and KING R.G. (1973)

Biorheo. Vol. 10, 17 - 28.

DINTENFASS L., JULIAN D.G. and MILLER G. (1966)

Am. Heart. J 71, 587.

DINTENFASS L. (1969)

Theoretical and clinical hemorheology

Proceed on the 2nd Int. Conf. of Hemorheo. ; Heidelberg ; p174.

DINTENFASS L. (1971)

Blood Microrheology - Viscosity factors in blood flow, Ischaemia and Thrombosis.

London Butterworths.

DIX F.J. and SCOTT-BLAIR G.W. (1940)

J. Applied Physiol. : 11, 574.

FAHRAEUS R. (1929)

The suspension stability of blood

Physiol. Rev. 9, 241 - 274.

FAHRAEUS R. and LINDQVIST T. (1931)

Am. J. Physiol. 96, 562 - 568.

GELIN L.E., RUDENSTAM C.M. and ZEDERFELT B. (1965)

The rheology of red cell suspensions.

Bibl. anat. 7, 368 - 375.

GOLDMANN M. (1975)

Thèse d'Université. Inst. de Techn. . Belfort.

GOLDSMITH H.L. and MASON S.G. (1960)

The rheology of dispersions.

Rheology theory and applications. Vol. 4 85 - 250 . Academic Press

Eirich ed.

GOLDSMITH H.L. and MASON J.G. (1962)

Second Europ. Conf. Microcirc. . Pavia.

Bibl. Anat. Fasc. : 4, 462.

GOLDSMITH H.L. and MASON J.G. (1971)

Theoretical and clinical Hemorheology. Proceed. of the 2nd Inter. Conf.

Heidelberg . 47 - 59.

GOLDSMITH H.L. and MARLOW J. (1972)

Flow behaviour of erythrocytes. I. Rotation and deformation in dilute suspensions.

Proceed. R. Soc. London B. 182, 351 - 384.

GORDON W. (1970)

Biorheo. Vol. 7, 125 - 128.

HAYNES R.H. and BURTON A.C. (1959)

Amer. J. Physiol. 197 (5) : 943 - 952.

HAYNES R.H. (1960)

Amer. J. Physiol. 1193 - 1200.

HERSCHEY D. and CHO S.J. (1966)

J. Applied Physiol. 21 (1) : 27-32.

HOCHMUTH R.M. and DAVIS D.O. (1969)

Changes in hematocrit for blood flow in narrow tubes.

5th Europ. Conf. Microcirc., Bibl. anat., 10, 59 - 65 .

Karger, Basel / New York .

JACOBS H.R. (1966)

Biorheo. 3, 117.

JAN K.M. and CHIEN S. (1973)

Role of the electrostatic repulsive force in red cell interactions.
7th Europ. Conf. Microcirc. Bibl. anat. n° 11,281 - 288
Karger, Basel.

JAY A.W.L. (1973)

Biophysical J. 13, 1166 - 1182.

JONES A.L. (1966)

Biorheo. Vol. 4 p 183 - 188.

KATCHALSKY A., DANON D., NEVO A. and DEVRIES A. (1959)

Biochim. Biophys. Acta 33, 120 - 138.

LARCAN A. and STOLTZ J.F. (1970)

Microcirculation et hémorhéologie. Ed. Masson et Cie.

MEISELMAN H.J. (1965)

Some physical and rheological properties of human blood
Sc. D. Thesis, Chem. Eng. Mass. Inst. of Techn. Cambridge.

MEISELMAN H.J., FRASHER W.J. and WAYLAND H. (1973)

Biorheo., 10, 361 - 374.

MERRILL E.W., COKELET G.C., BRITTEN A. and WELLS H.E. (1963)

Circul. Research, 13, 48 - 55.

MERRILL E.W., MARGETTS W.G. and COKELET G.R. (1965)

Influence of plasma proteins on rheology of human blood
Proceed. Fourth Int. Cong. on Rheology . Ed. by COPLEY A.L. , Inter-
science 601 - 611.

MERRILL E.W. (1969)

Rheology of blood.
Physiol. Rev. 49, 863 - 868.

- MAUDE A. and WHITMORE R.L. (1956)
Brit. J. Appl. Phys. : 7, 48.
- MOONEY M. (1931)
J. Rheol, 2, 337.
- NUBAR Y. (1967)
Biorheo. Vol. 4, 133 - 150.
- NUBAR Y. (1971)
Biophysical J. 11, 252.
- OIKNINE C. (1975)
Cardiov. Phys. of Med. Procedures and Devices
by Delft University Press.
- OIKNINE C. and AZELVANDRE F. (1975)
Rheologica Acta 14, 51 - 52.
- OIKNINE C. and AZELVANDRE F. (1973)
Ecoulement du sang dans des tubes capillaires
Euromech 32, Cardiovascular and respiratory mechanics (London).
- OKA S., WATANABE T. and YAMAMOTO M. (1963)
Biorheo. : Vol. 1, 193 199.
- OKA S. (1968)
Proceed. of the First Inter. Conf. . Reykjavik. Ed. by A.L. COPLEY.
(Pergamon Press).
- PALMER A.A. (1965)
Amer. J. Physiol. 209, 1115 - 1122.

PHIBBS R.H. (1966)

Orientation and distribution of erythrocytes in blood flowing through medium-sized arteries.

Hemorheologie. Pergamon Press (COPLEY A.L. ed.).

SEGRE G. and SILBERBERG A. (1961)

Nature, 190, 1095.

SCMID-SCHÖNBEIN H. and WELLS R.E. (1971)

Erg. Physiol. 63 , 146 - 219.

SCHOFFIELD R.K. and SCOTT-BLAIR G.W. (1930)

J. Phys. Chem. 34, 248.

SCOTT-BLAIR G.W. (1974)

An Introduction to Biorheology

Elsevier Scientific Publishing Company. Amsterdam. Oxford. New York.

TAYLOR G.I. (1932)

Proc. Roy. Soc. London : 1B, 138A : 41.

VAND V. (1948)

J. Phys. Coll. Chem: 52, 277.

VAND V. (1948)

J. Phys. Coll. Chem.: 52, 300.

VAN WAZER J.R., LYONS J.W., KIM K.Y. and COLWEL R.E. (1966)

Viscosity and flow measurement. Interscience publishers.

WAYLAND H. (1967)

Rheology and the microcirculation

Gastroenterology , 52 : 342 - 355.

WELLS R.E., LA CELLE P.L. and MERRILL E.W. (1969)
J. Clin. Invest. 48, 795 - 809.

WHITMORE R.L. (1963)
Hemorheology and Hemodynamics
Biorheo. Vol. 1, n°3.

WHITMORE R.L. (1968)
Rheology of the circulation. Pergamon Press.

ANNEXE - TABLEAUX

A N N E X E

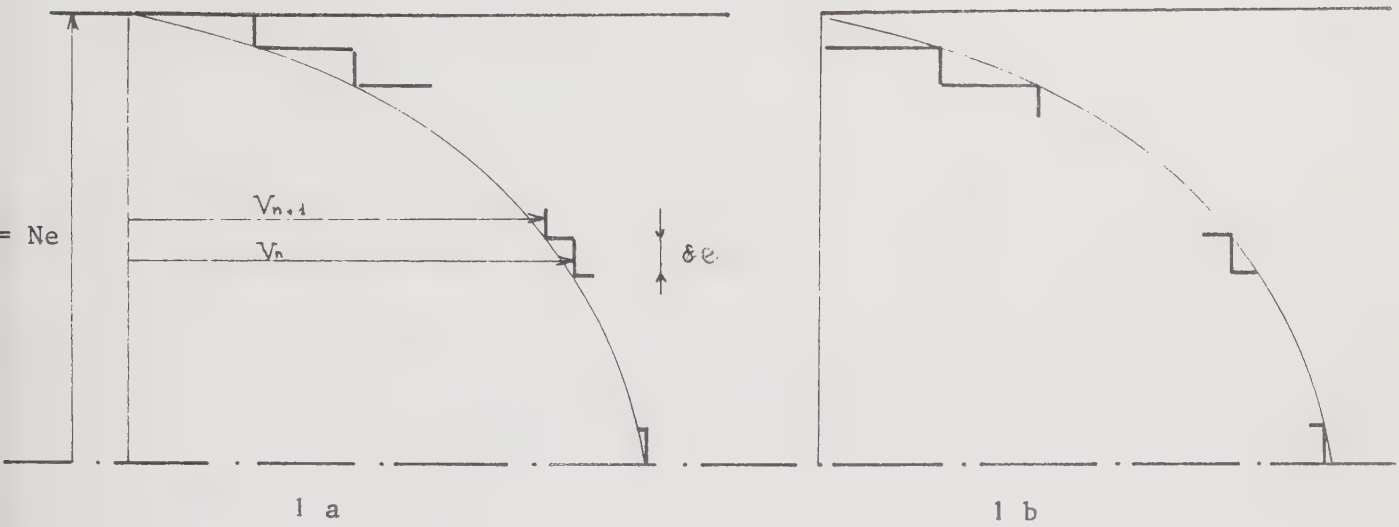


figure 1a

Par hypothèse, on a :

$$V_n - V_{n+1} = e f(\tau_n)$$

Le débit Q_n correspondant à la $n^{i\text{ème}}$ couche est :

$$Q_n = \pi V_n \{ (ne)^2 - (n-1)^2 e^2 \}$$

soit, pour le débit total Q :

$$Q = \pi \sum_{n=1}^N V_n \{ (ne)^2 - (n-1)^2 e^2 \}$$

et

$$Q = \pi \sum_{n=1}^N (V_n - V_{n+1}) (ne)^2 \quad \text{avec } V_N \neq 0 \text{ et } V_{N+1} = 0$$

Finalement, on a :

$$Q = \pi e^3 \sum_{n=1}^N n^2 f(\tau_n)$$

et, en supposant le fluide newtonien :

$$f(\tau_n) = \frac{\tau_n}{\eta}$$

on peut écrire :

$$Q = \frac{\pi e^4}{2\eta} \frac{\Delta P}{l} \frac{N^2}{4} (N+1)^2$$

relation qui conduit à la relation (26).

figure 1b

Avec les mêmes hypothèses que précédemment, on obtient :

$$Q = \pi e^3 \sum_{n=1}^{N-1} n^2 f(\tau_n)$$

relation qui conduit à :

$$Q = \frac{\pi e^4}{2\eta} \frac{\Delta P}{l} N^2 \frac{(N-1)^2}{4}$$

d'où la relation (27).

T A B L E A U 1

Paramètre rhéologique	Instrumentation suggérée
Viscosité du sang à faible ~~gra~~ -gradient de vitesse.	Viscosimètres rhombosphéroïdes, cône dans cône ou coaxiaux ; viscosimètres Brookfield-Wells.
Viscosité du sang à gradient de vitesse élevé.	Tous les viscosimètres rotatifs.
Viscosité des hématies "en paquet".	Viscosimètres anneau dans anneau et rhombosphéroïdes.
Viscosité du sang en écoulement capillaire.	Viscosimètres à fente microcapillaire entre deux plaques.
Viscosité du plasma.	Viscosimètres capillaires ou rotatifs.
Pression de filtration du sang.	Méthode de filtration de Swank ou par papier filtre de Teitel.
Vitesse de sédimentation.	Méthode de Westergren.
Temps de coagulation, viscosités, vitesses de formation et de dégradation de thrombi artificiels in vitro.	Thromboviscosimètre à fréquence variable utilisant des cisaillements équivalents à ceux existant dans la circulation artérielle.

T A B L E A U 2

l (cm)	$\Delta R / R$ déduit des mesures de cylindricité	$\Delta R / R$ déduit des erreurs sur la pente de la droite de régression	R (cm) calculé par la rela- tion de POISEUILLE	$\Delta \eta_r / \eta_r$	f(τ_R)
6,05	impossible	0,5 %	$28,4 \times 10^{-4}$	3,9 %	7000
9,97	impossible	0,6 %	52,4 "	2,3 %	7000
12	0,5 %	0,4 %	64,3 "	2,5 %	5500
18	0,5 %	0,4 %	83,2 "	3,3 %	4500
33,5	0,8 %	0,4 %	145 4 "	1,9 %	4000
40	1 %	0,5 %	205 "	3,1 %	3000
50	0,5 %	0,7 %	248 "	3,3 %	1500
80,4	1 %	0,7 %	410 "	4 %	1500
80,2	1 %	0,8 %	514 "	4 %	2000
163,2	1,2 %	0,8 %	984 "	4 %	1500

T A B L E A U 3

$H_o = 40,3 \%$					
R (μm)	$\psi'_r (H_o, R, \tau_R)$	$\bar{H} / H_o$	$\delta_1 (\mu m)$	$\delta_2 (\mu m)$	
30	1,94	0,826	impossible	impossible	
40	2	0,858	5,2	7,45	
60	2,11	0,896	4,5	13	
100	2,28	0,932	3,3	21,8	
200	2,55	0,97	1,7	41,5	

T A B L E A U 4

H = 40,3 % $\epsilon = 0,03 \bar{H}$				
R (μm)	$\bar{H} - \epsilon$ $\bar{H}$ $\bar{H} + \epsilon$	δ (μm)	H _{co}	φ_r (H _{co} , γ τ _R)
30	32,2 %	impossible	impossible	impossible
	33,3 %	impossible	impossible	impossible
	34,3 %	4,3	0,467	9,97
40	33,5 %	impossible	impossible	impossible
	34,6 %	5,24	0,458	8,1
	35,6 %	3,42	0,426	3,5
60	35 %	6,94	0,604	impossible
	36,1 %	4,47	0,422	3,53
	37,2 %	2,91	0,411	2,79
100	36,4 %	6,81	0,483	3,91
	37,6 %	4,2	0,41	3
	38,7 %	2,84	0,405	2,6

FIGURES

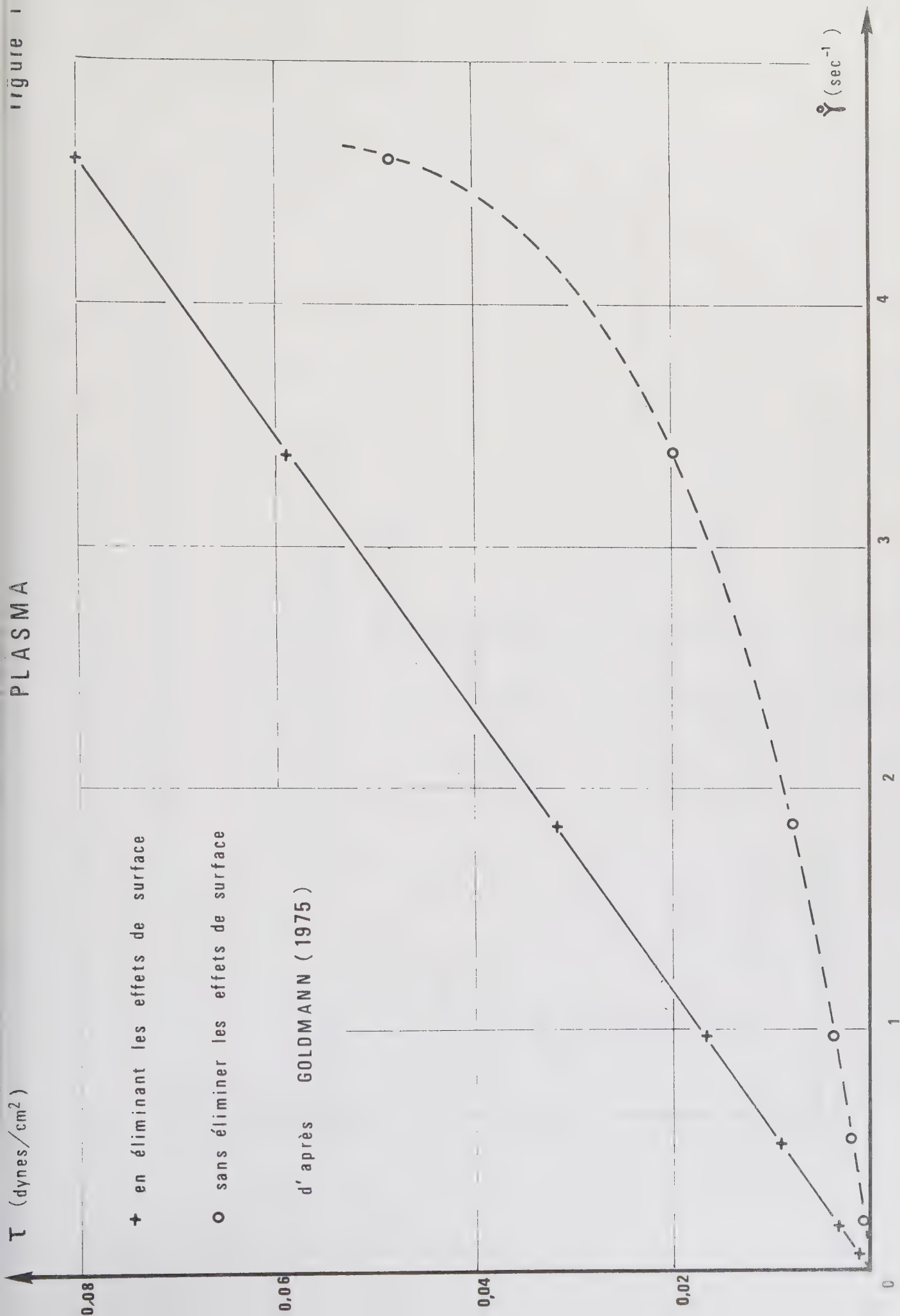
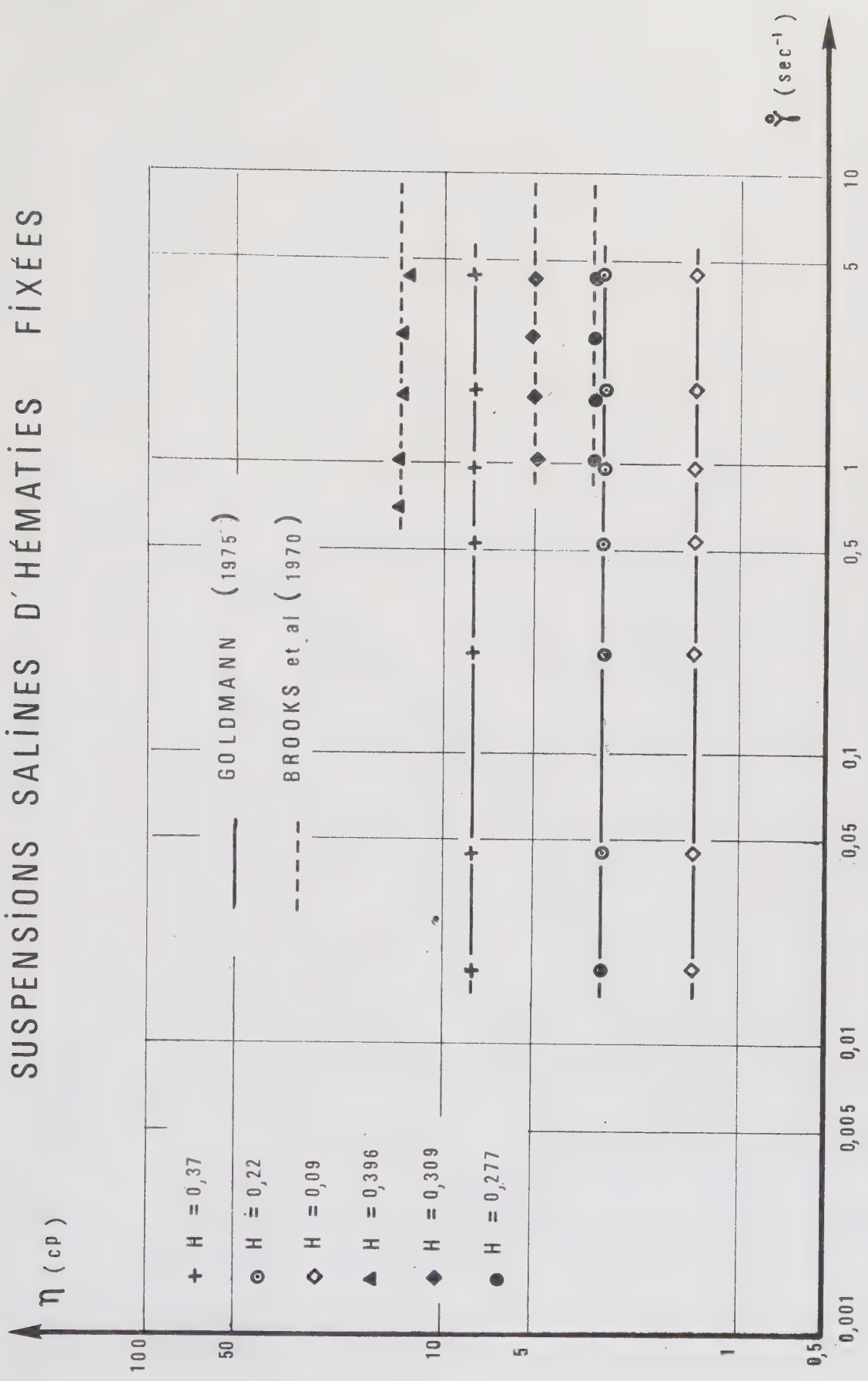
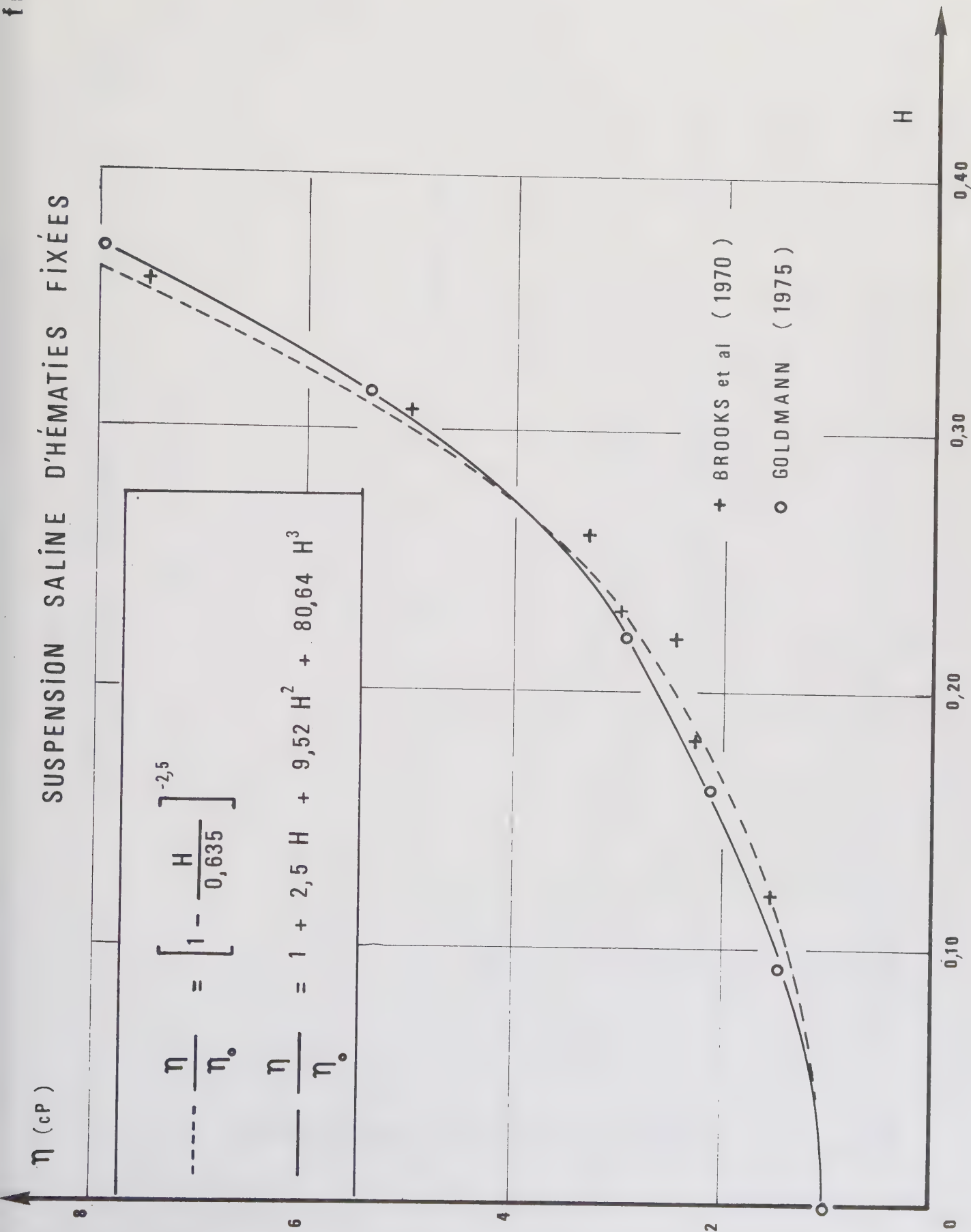


figure 2

SUSPENSIONS SALINES D'HÉMATIES FIXÉES





SUSPENSIONS PLASMATIQUES D'HÉMATIES LAVÉES

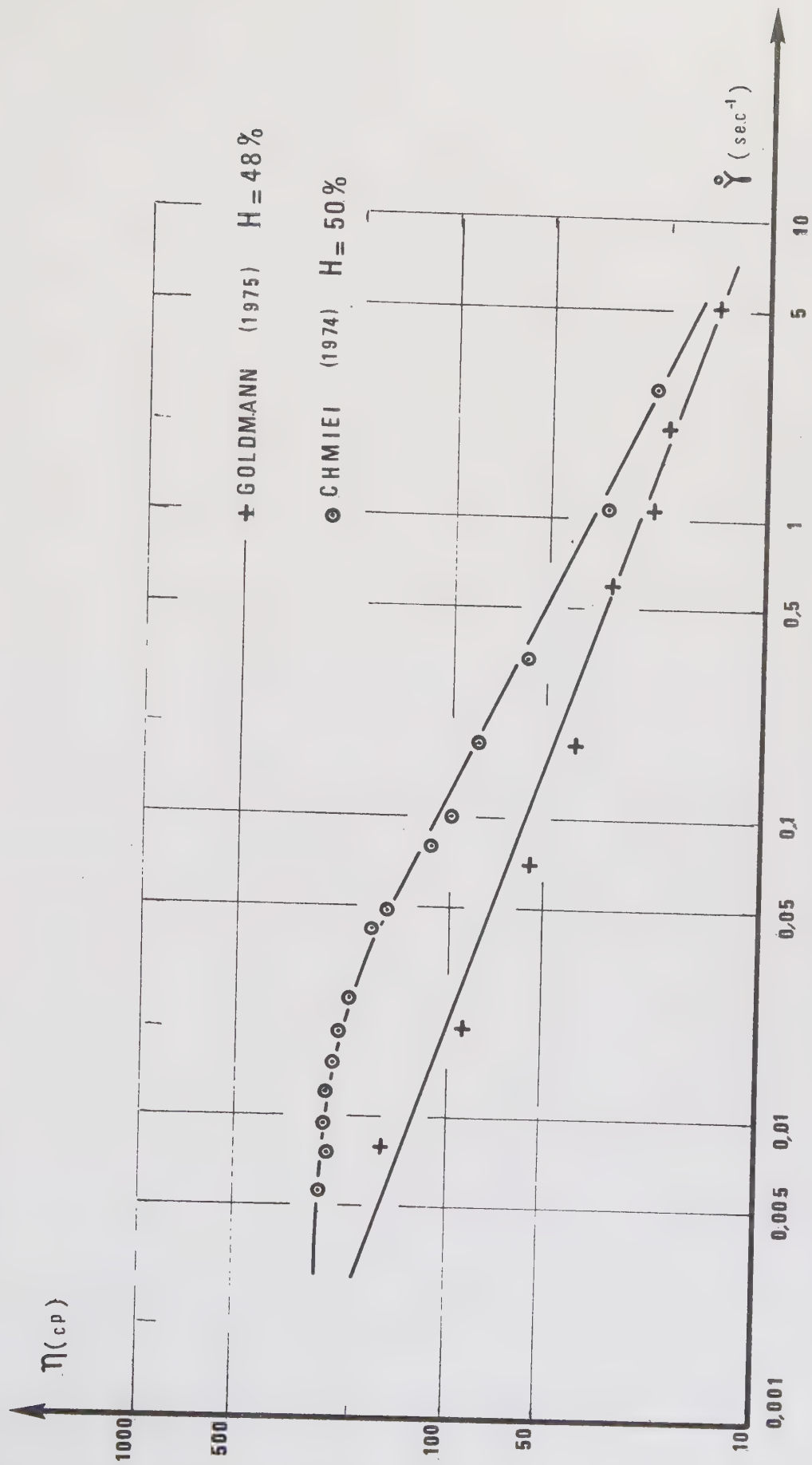
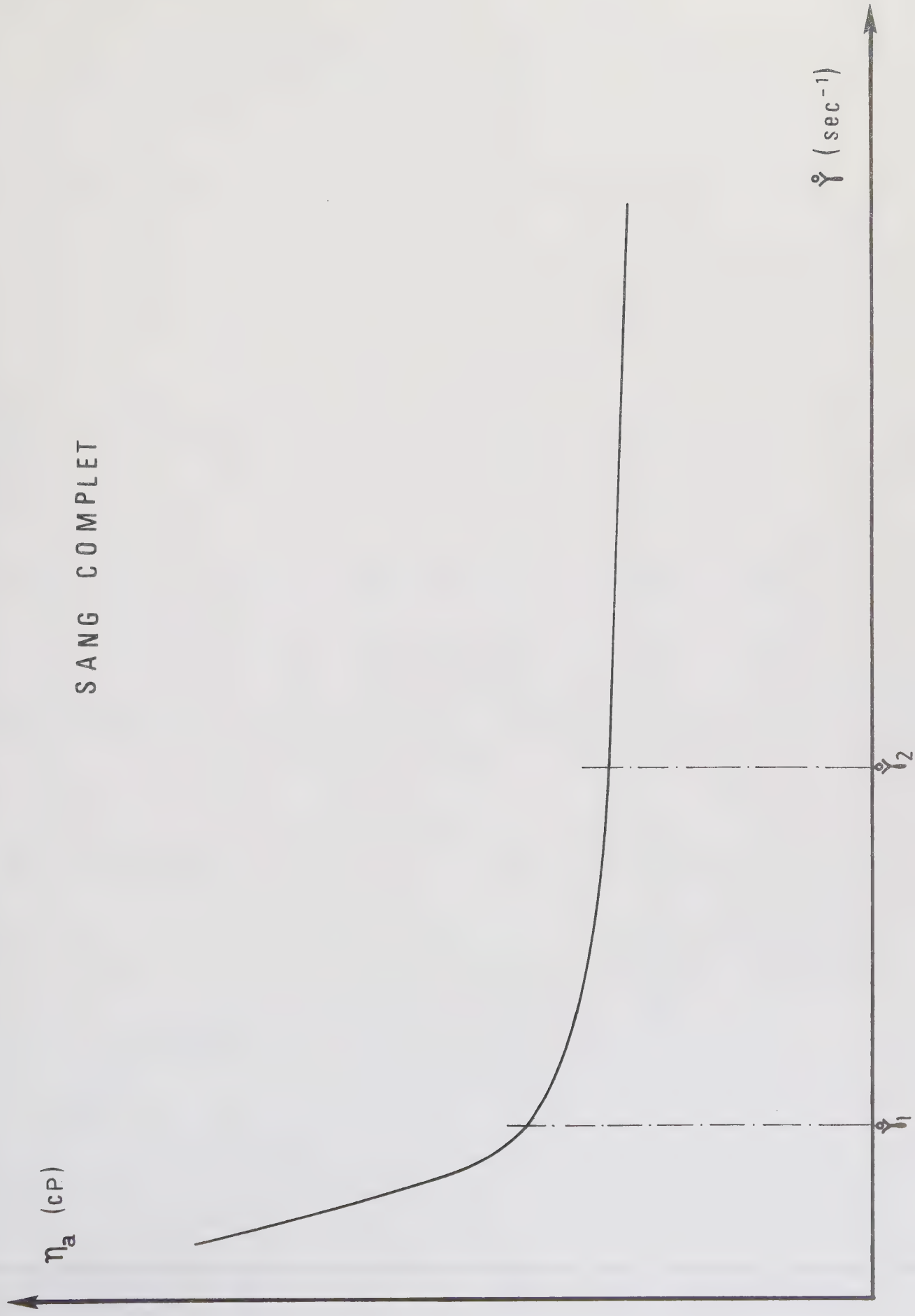
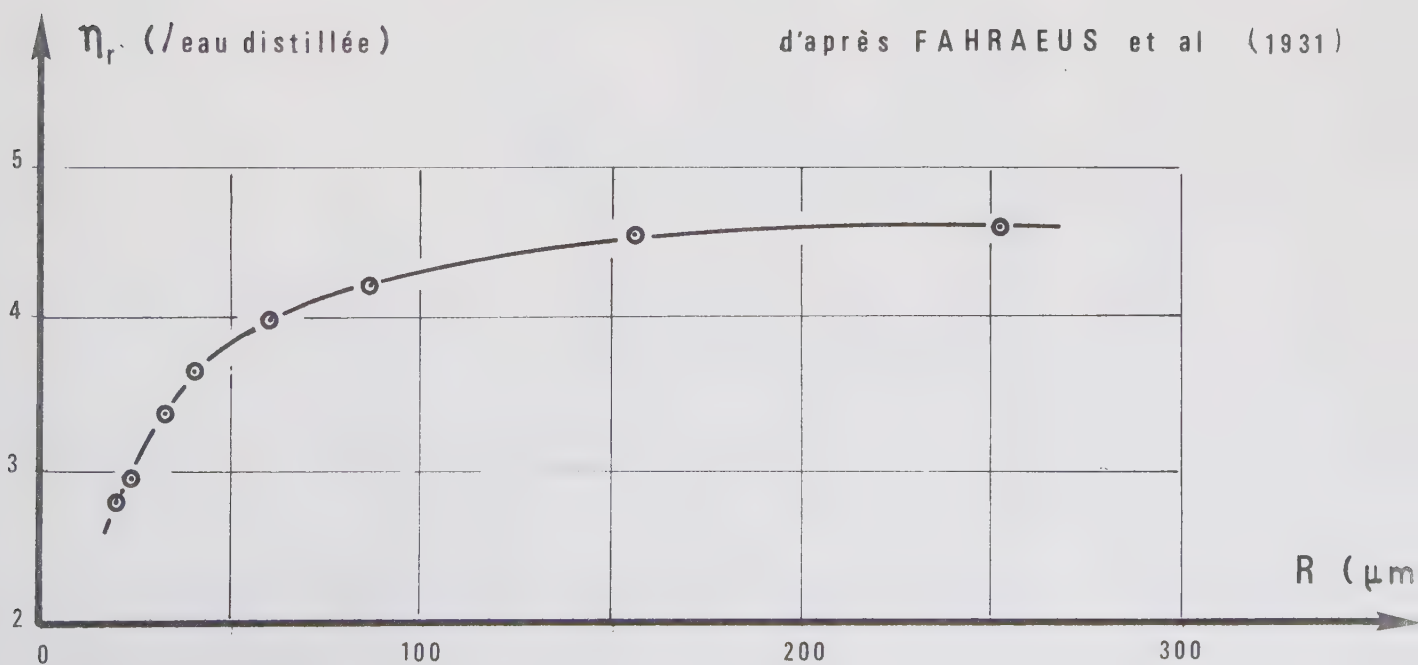
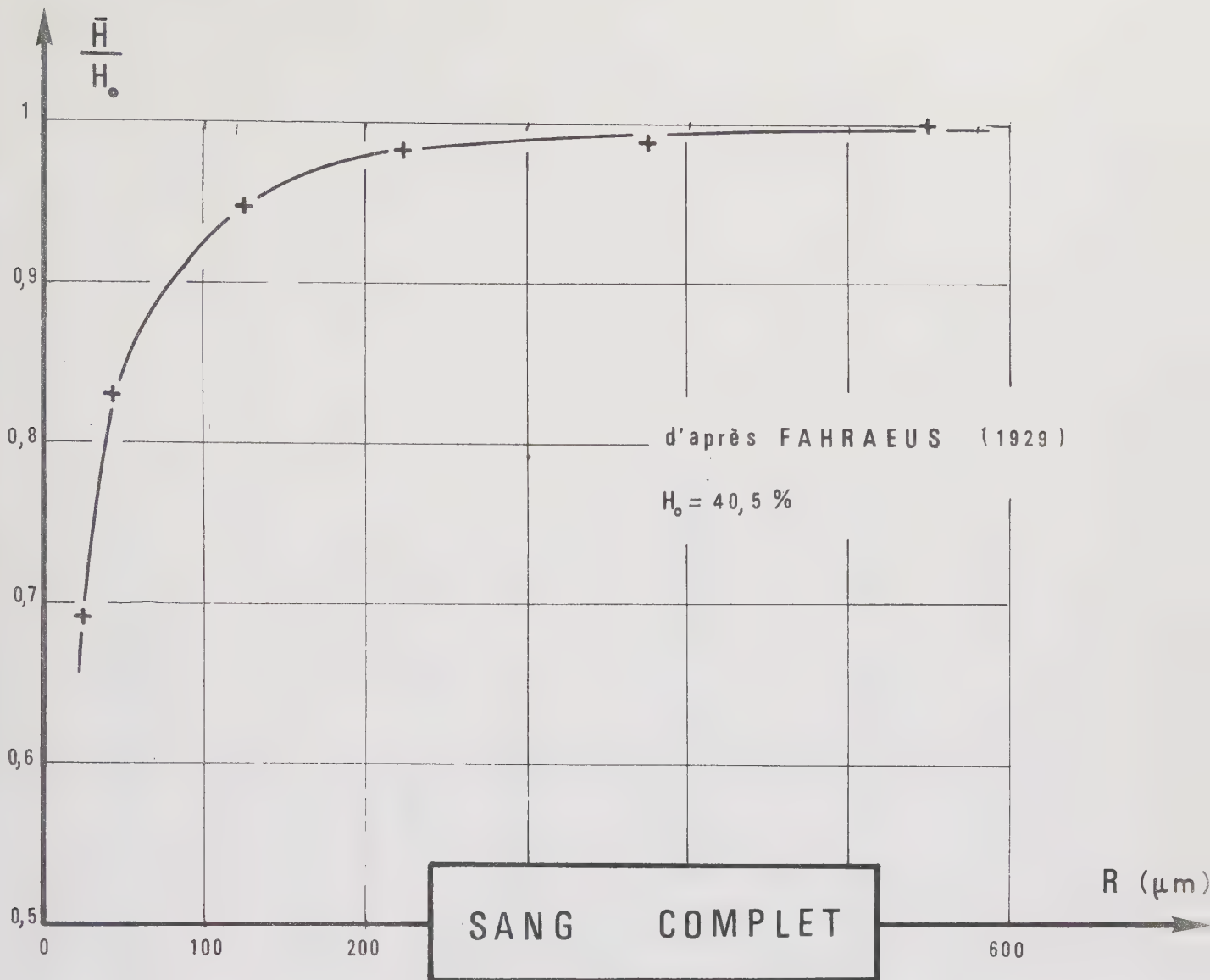
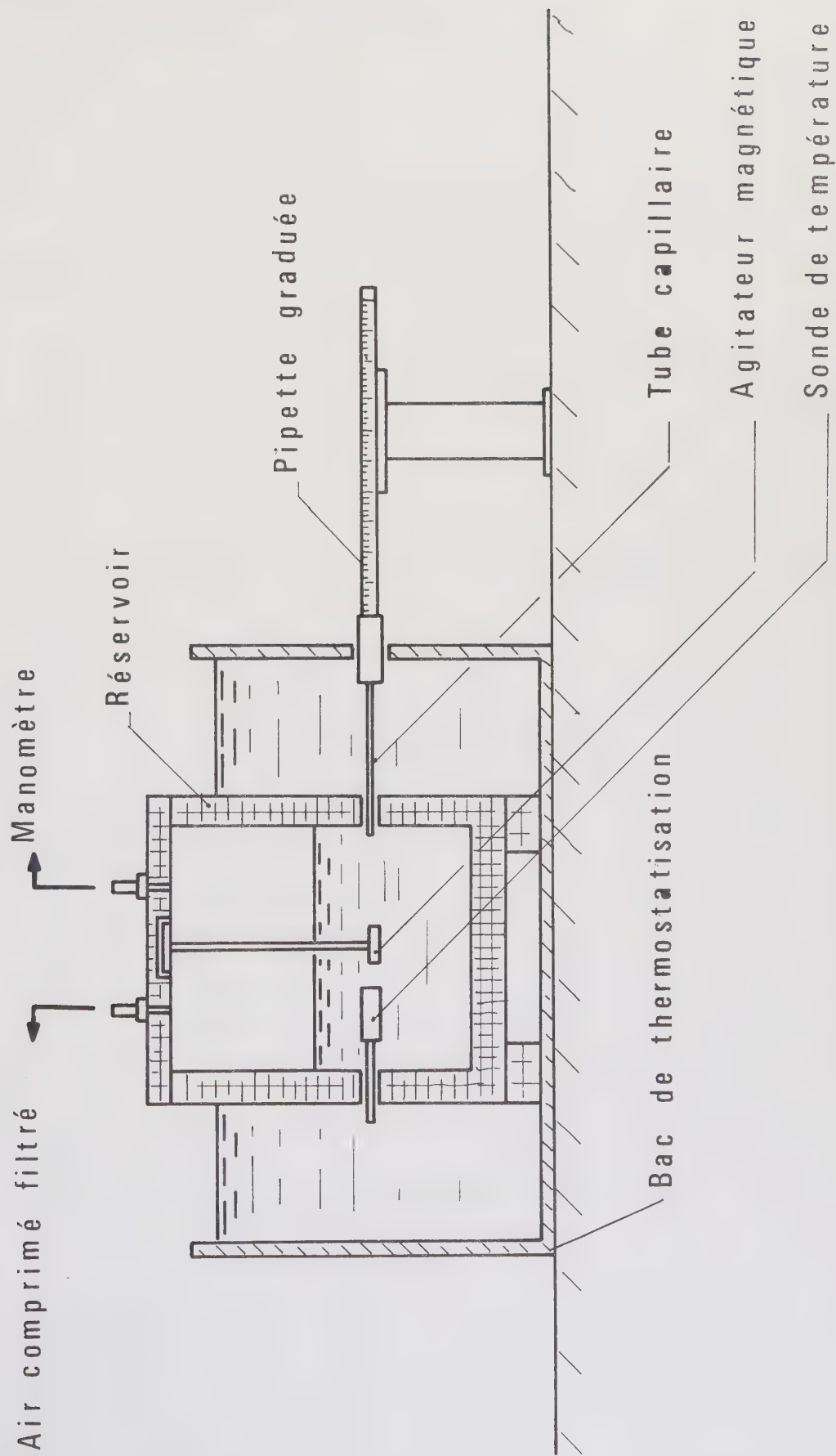


figure 5





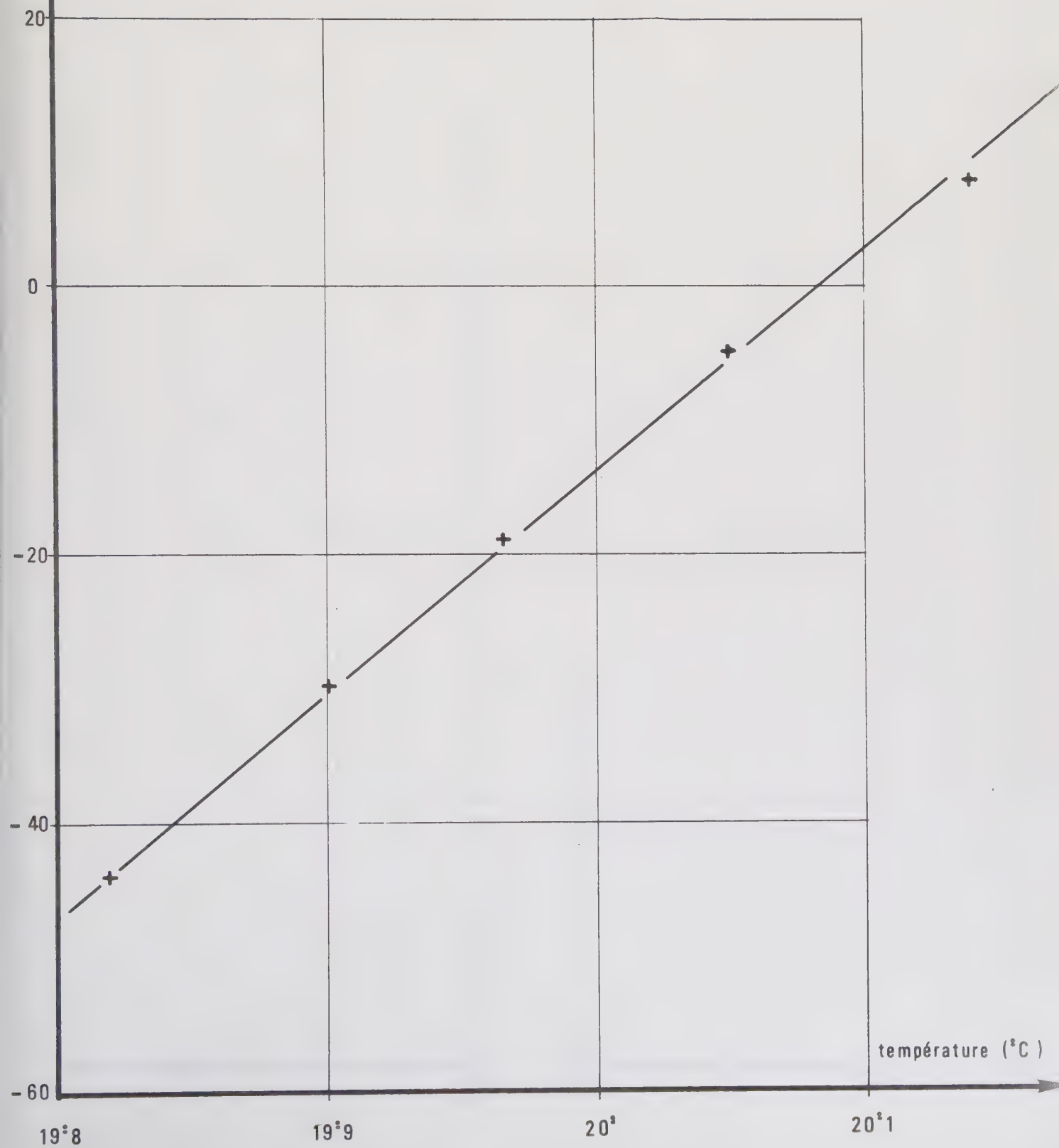
DISPOSITIF-EXPÉRIMENTAL



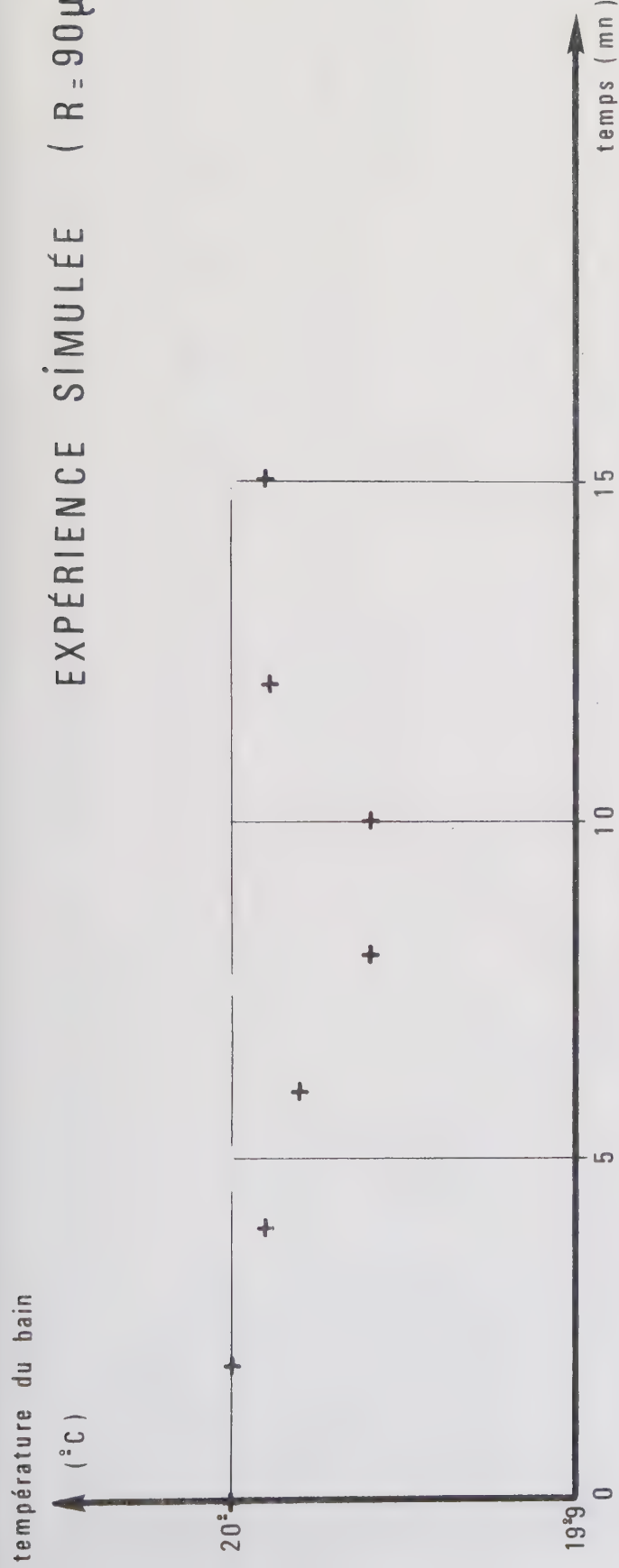
indication du voltmètre

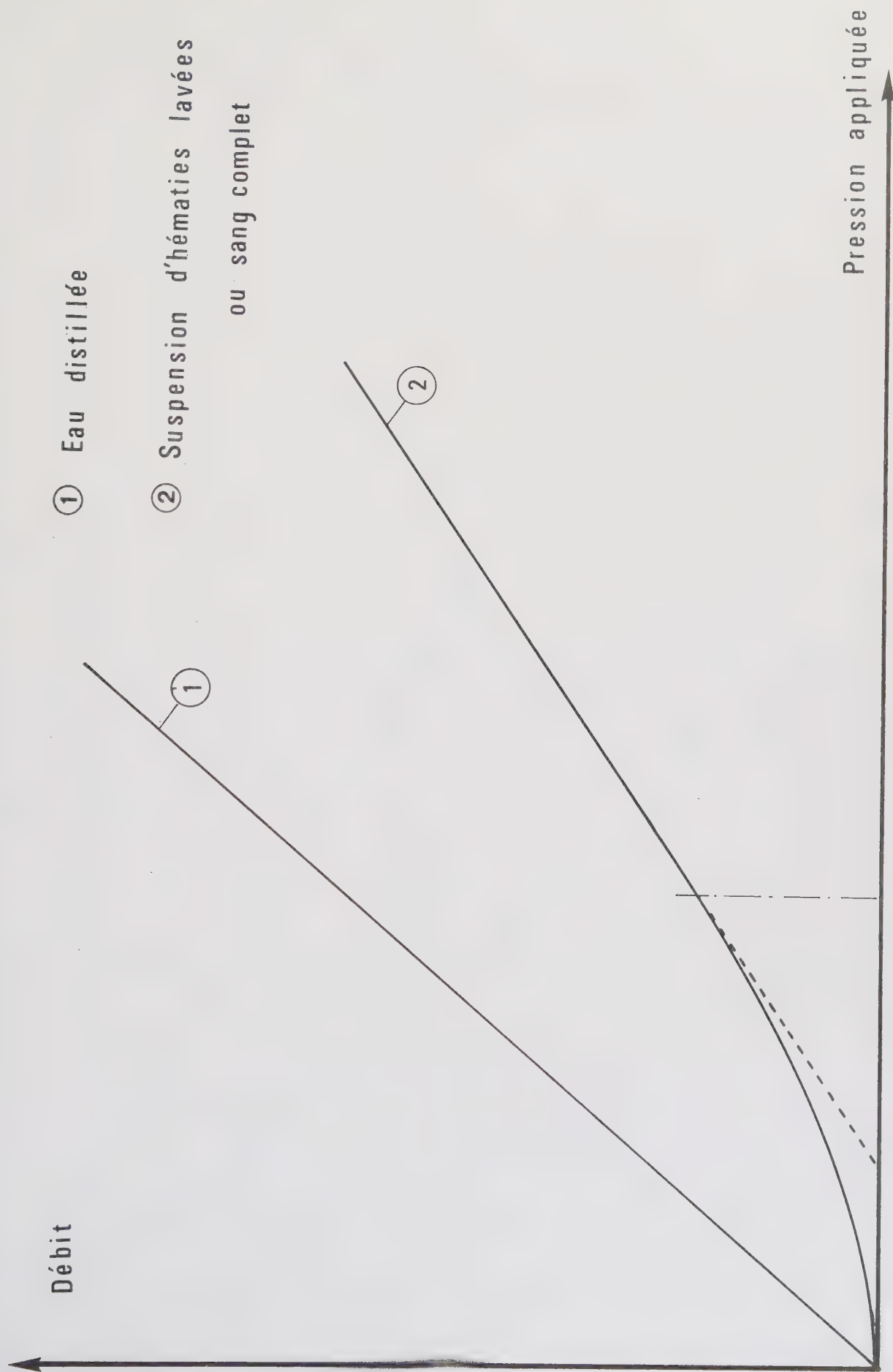
(mV)

COURBE D'ÉTALONNAGE DE LA SONDE

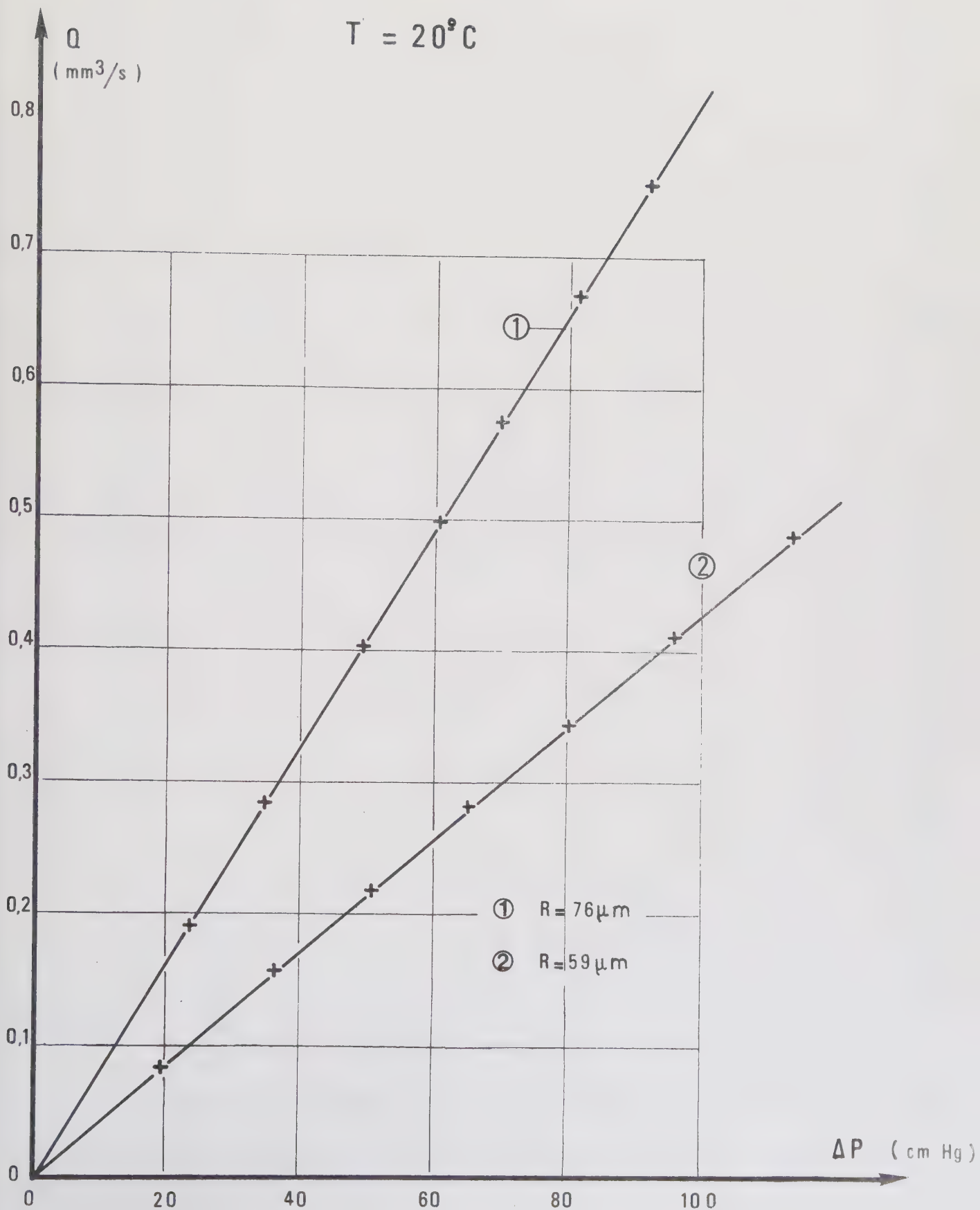


EXPÉRIENCE SIMULÉE ($R = 90\mu\text{m}$)





PLASMA AVEC ANTICOAGULANT ACD

 $T = 20^{\circ}\text{C}$ 

PLASMA AVEC ANTICOAGULANT (ACD)

$T = 20^{\circ}\text{C}$

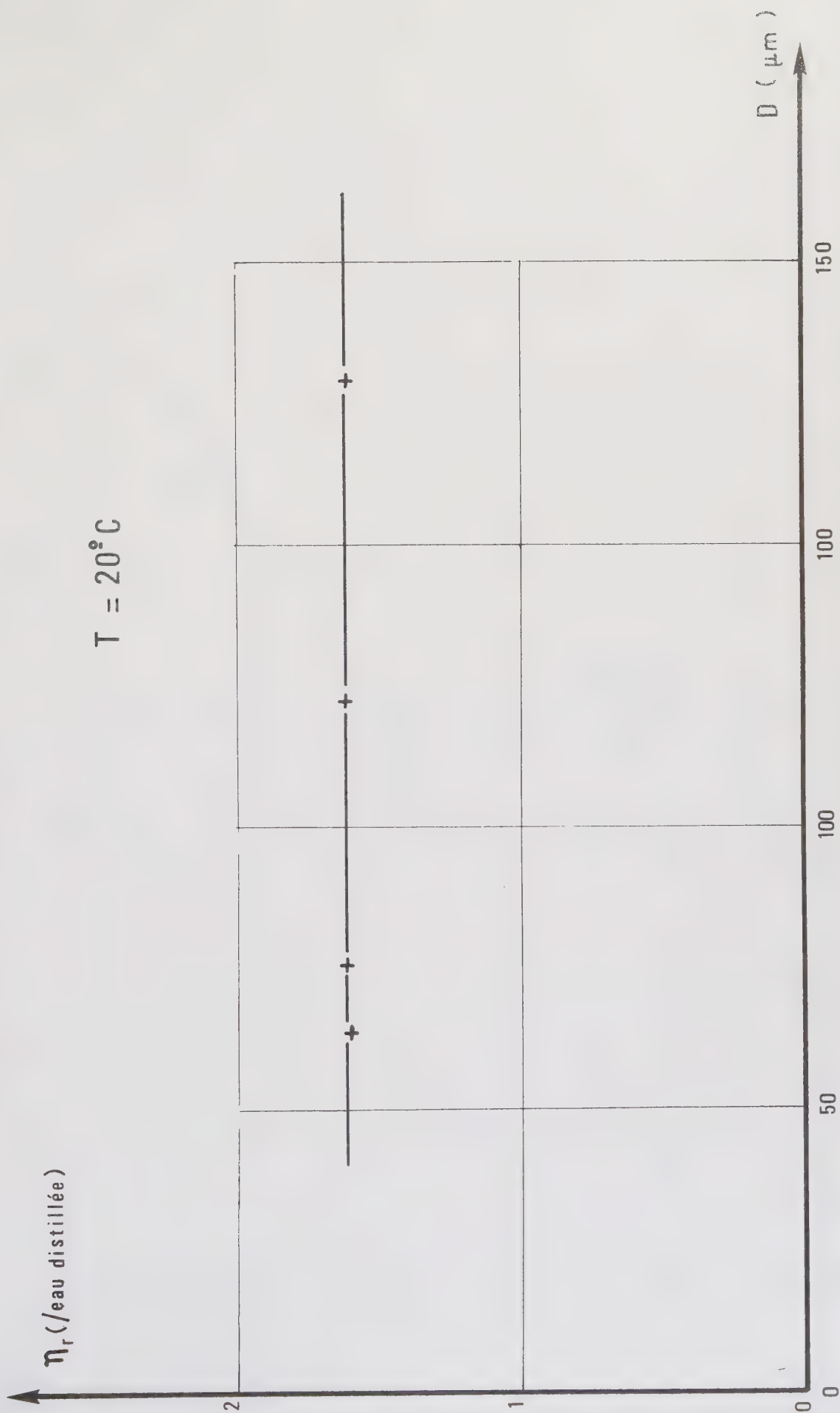
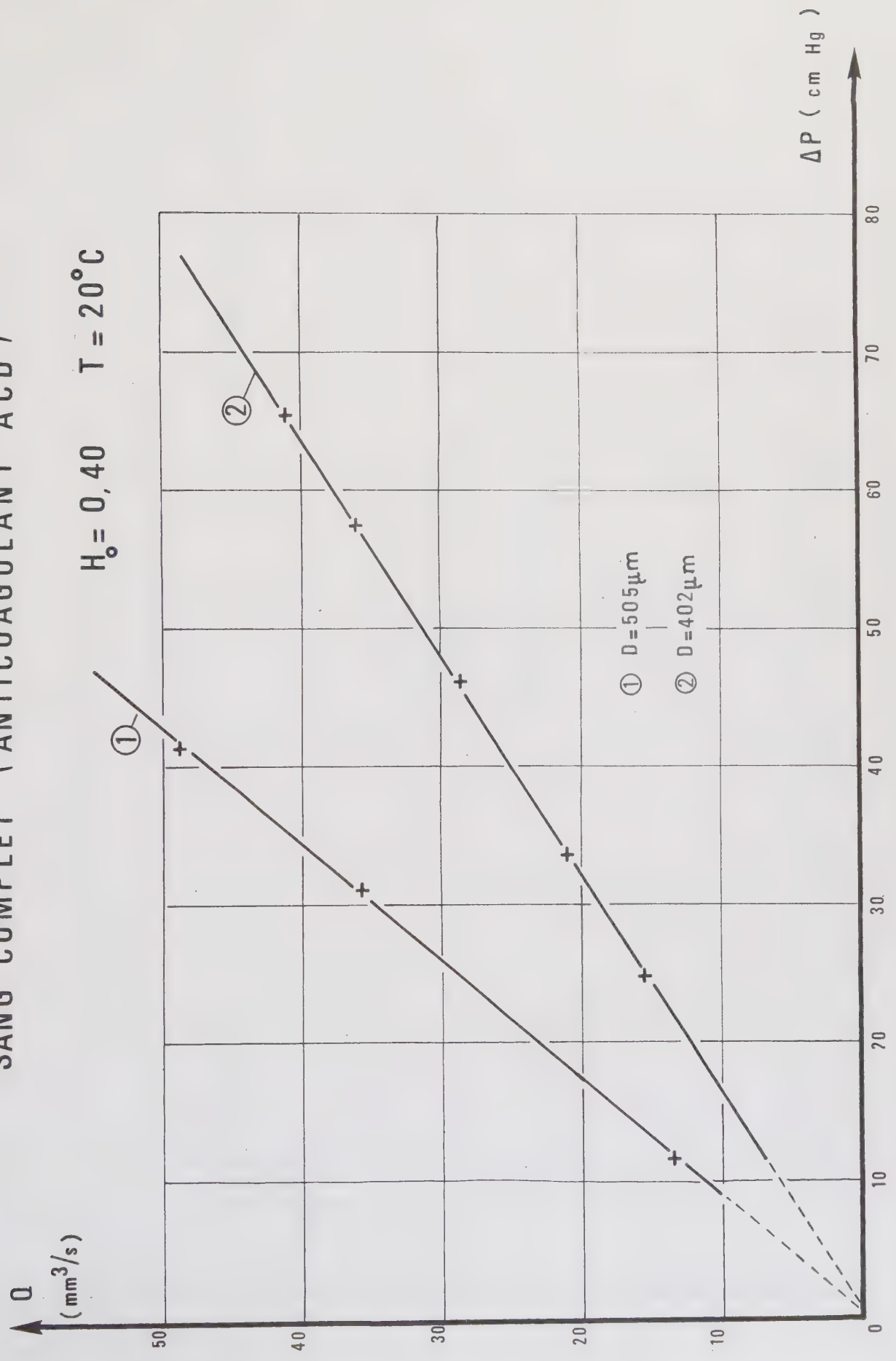
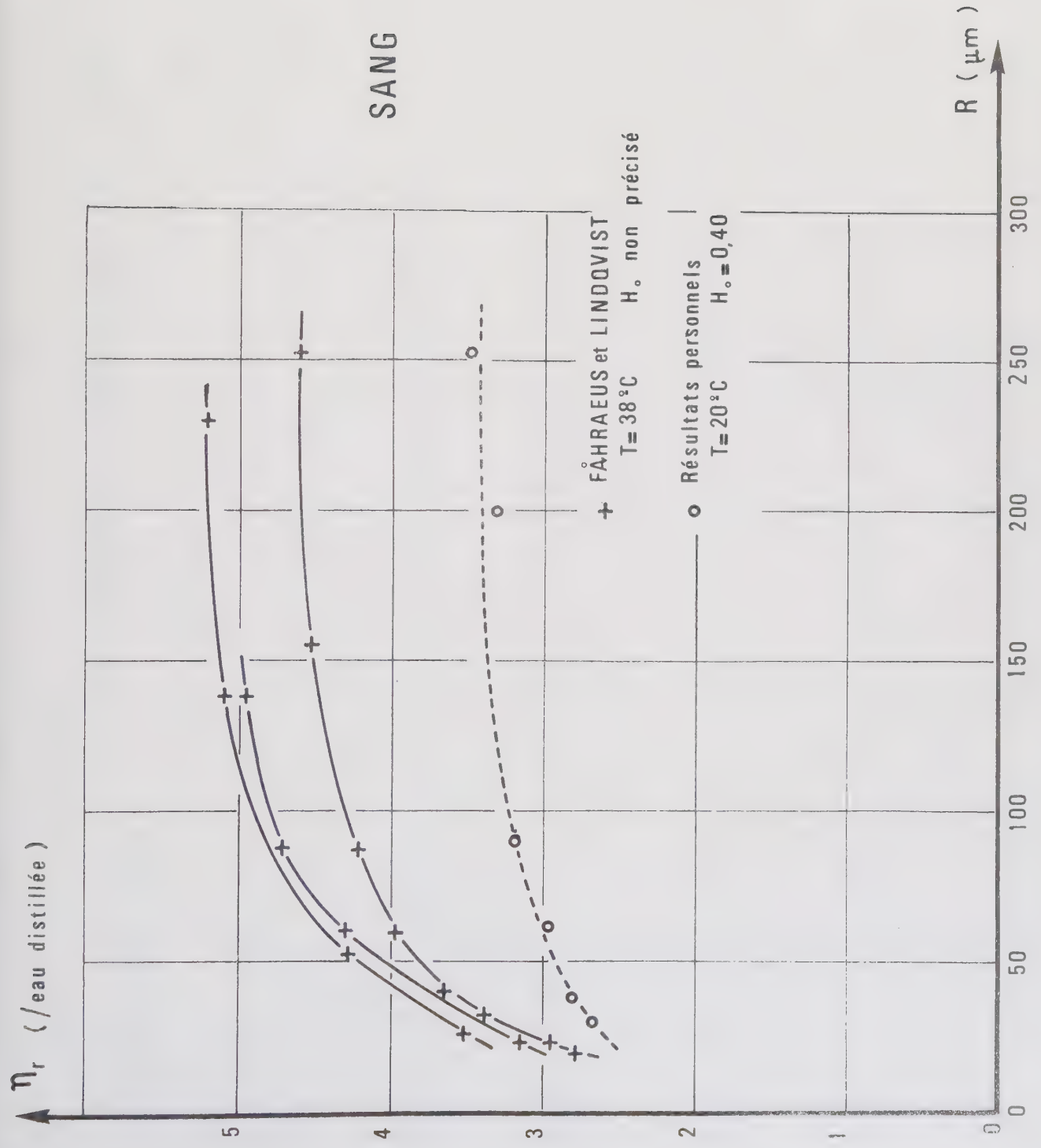


figure 13

SANG COMPLET (ANTICOAGULANT ACD)



SANG COMPLET



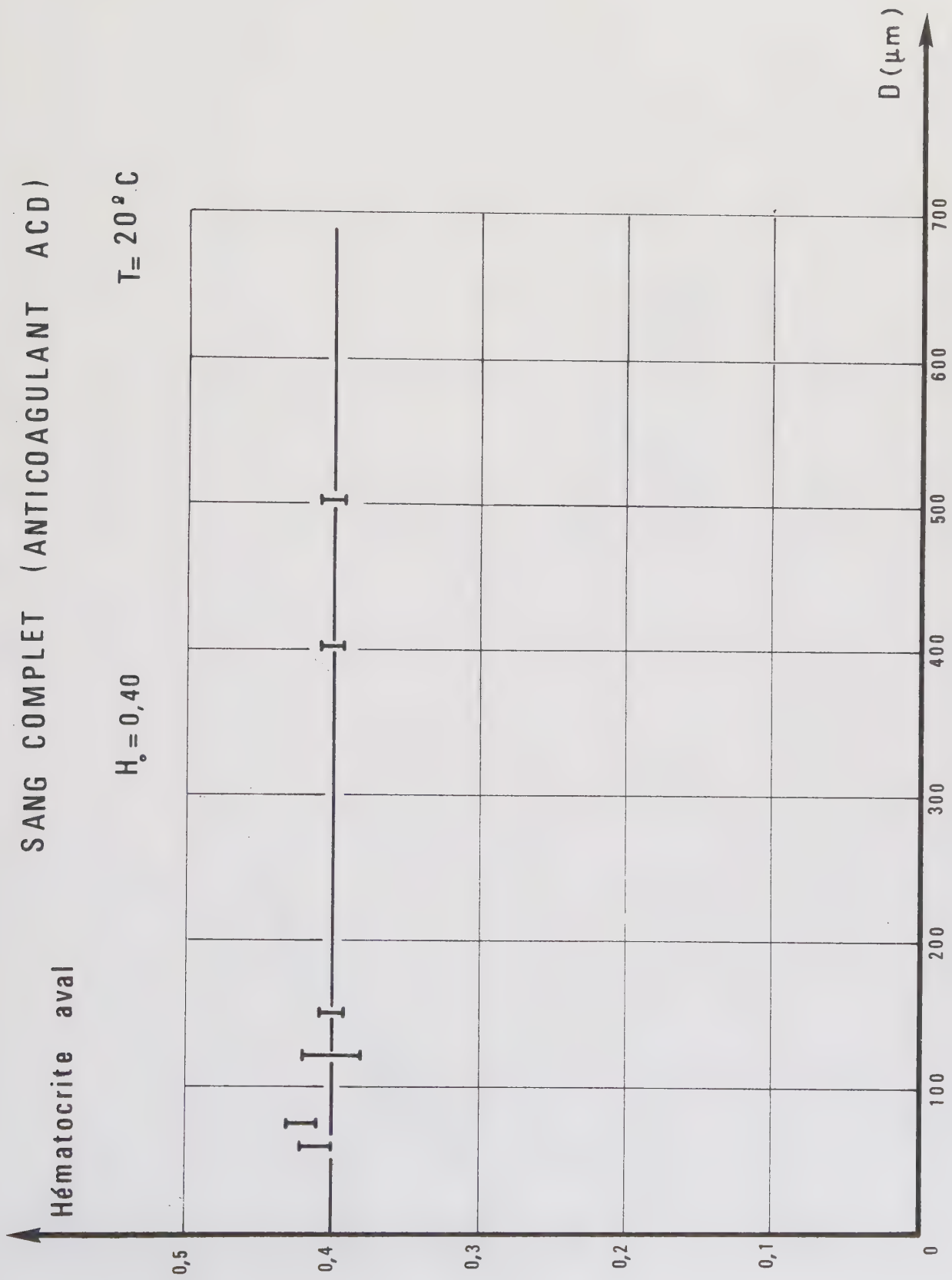
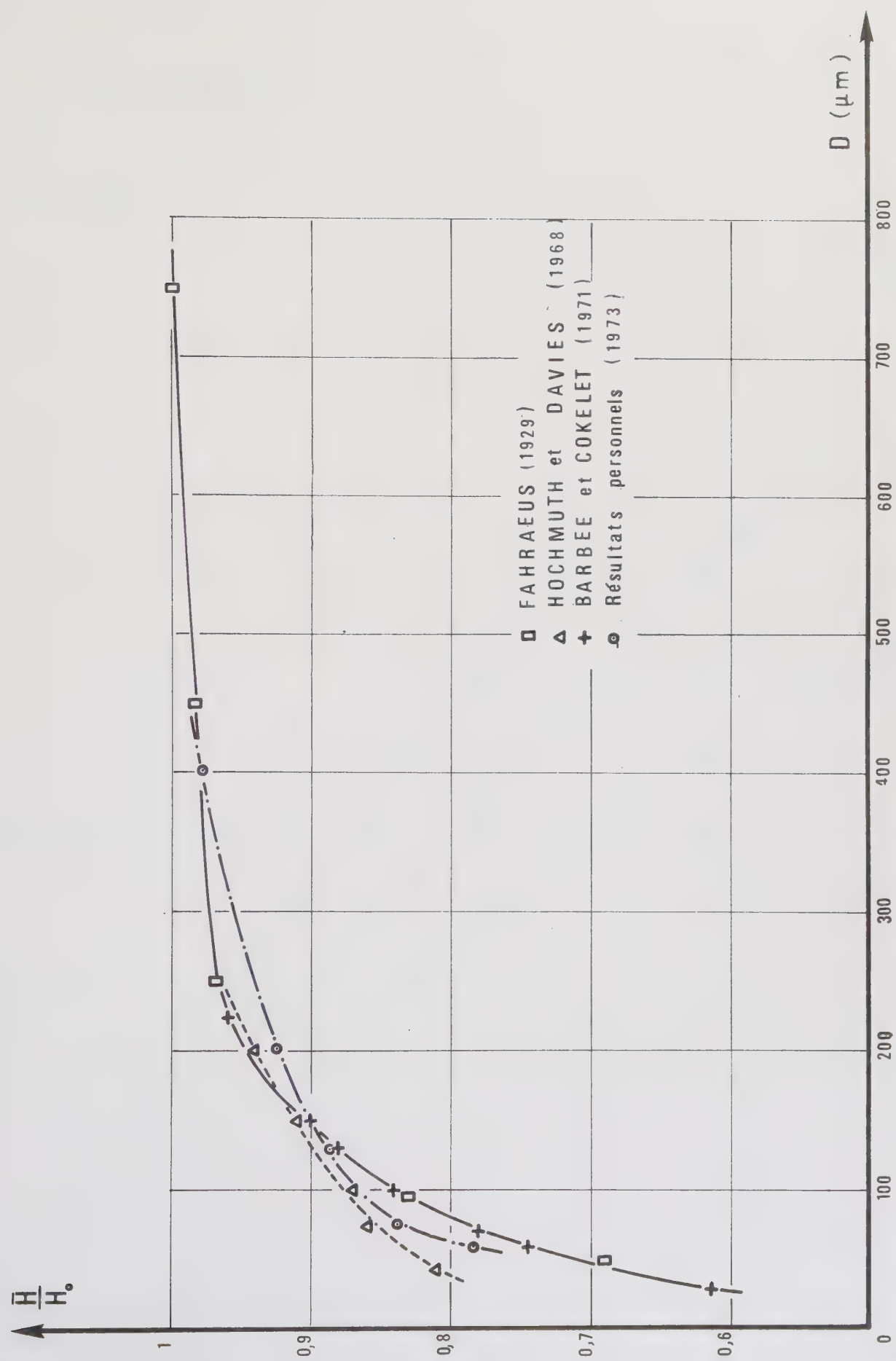


figure 16



Q (mm^3/s)

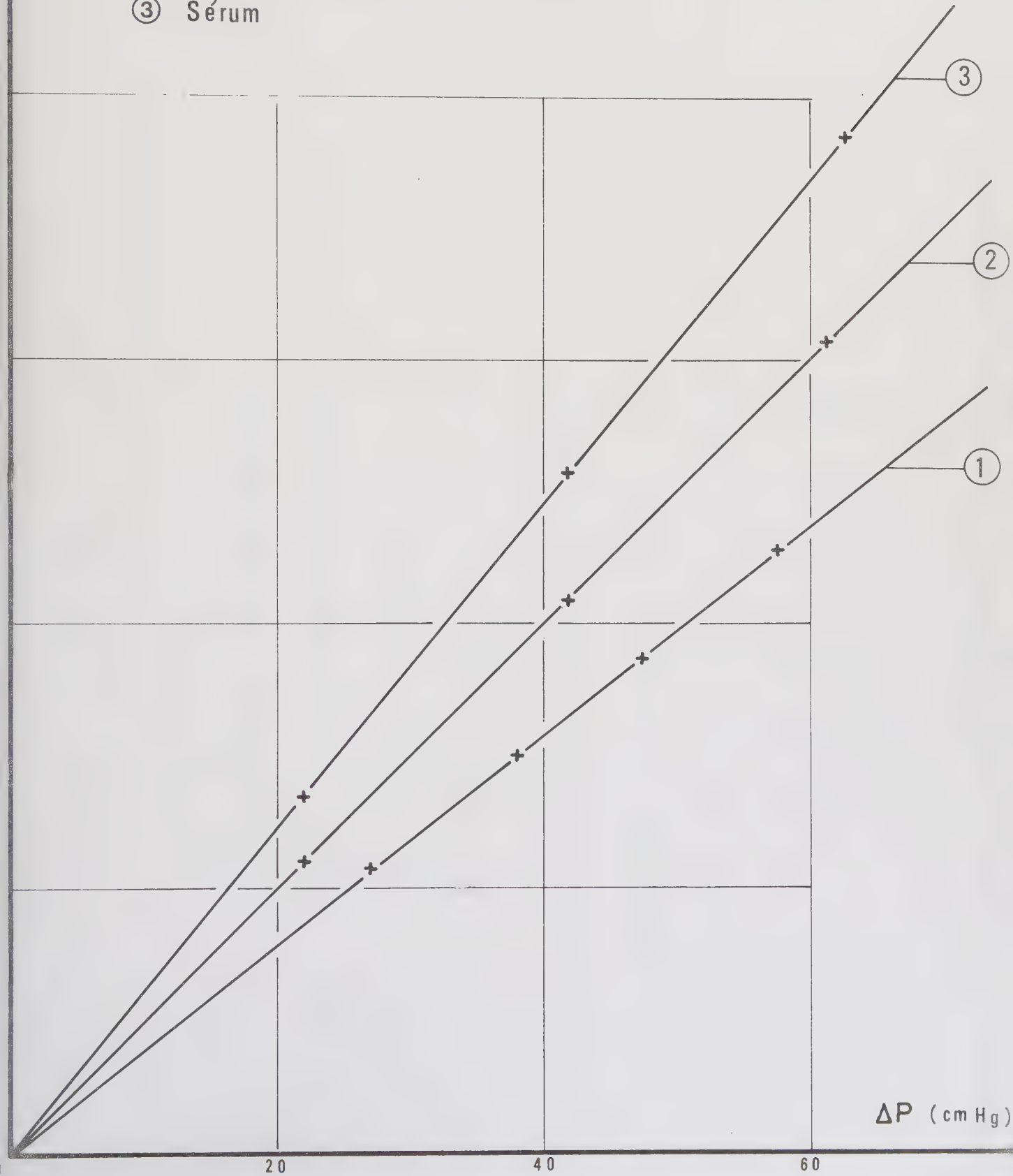
① Eau physiologique

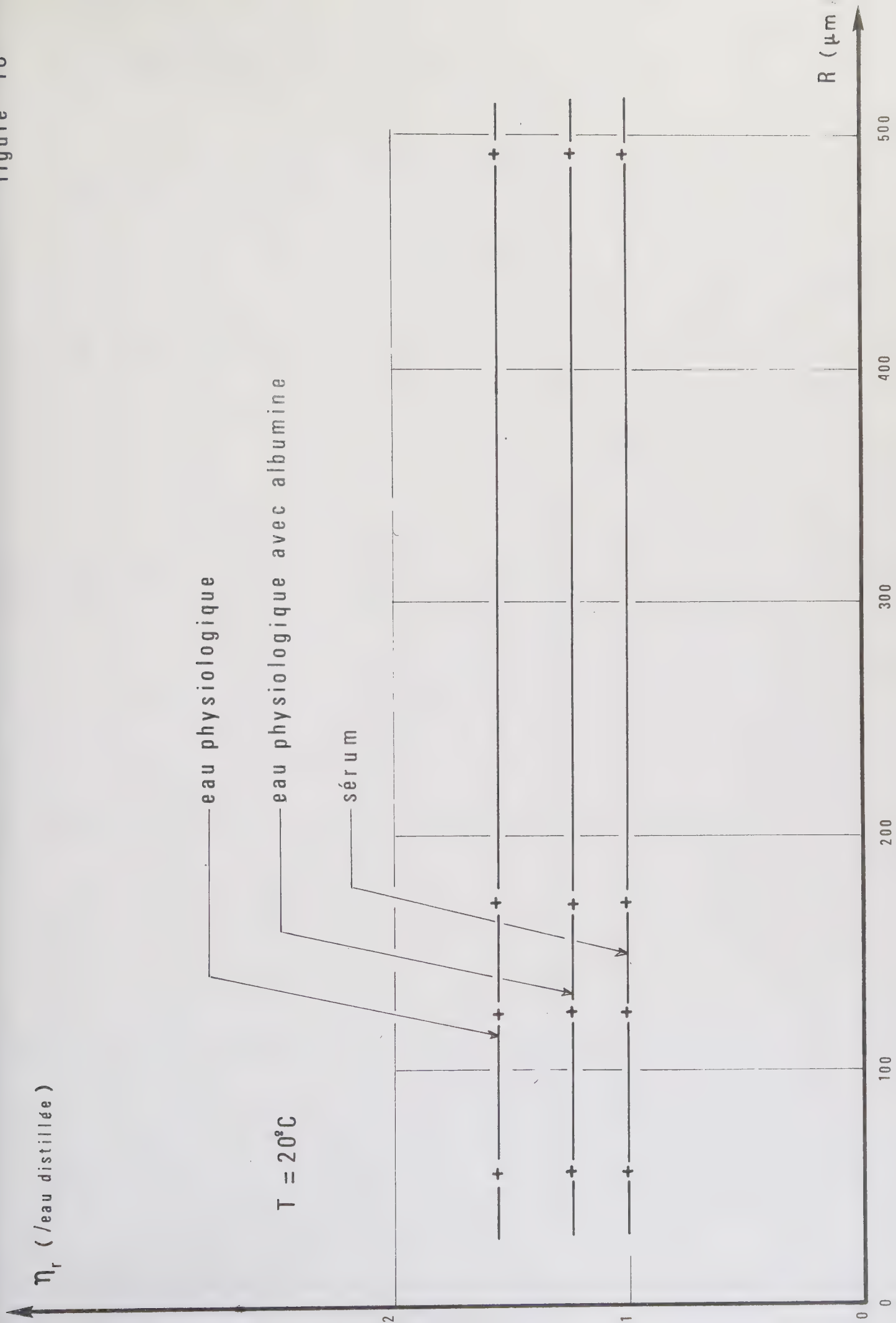
 $R = 83,2 \mu\text{m}$

② Eau physiologique avec albumine

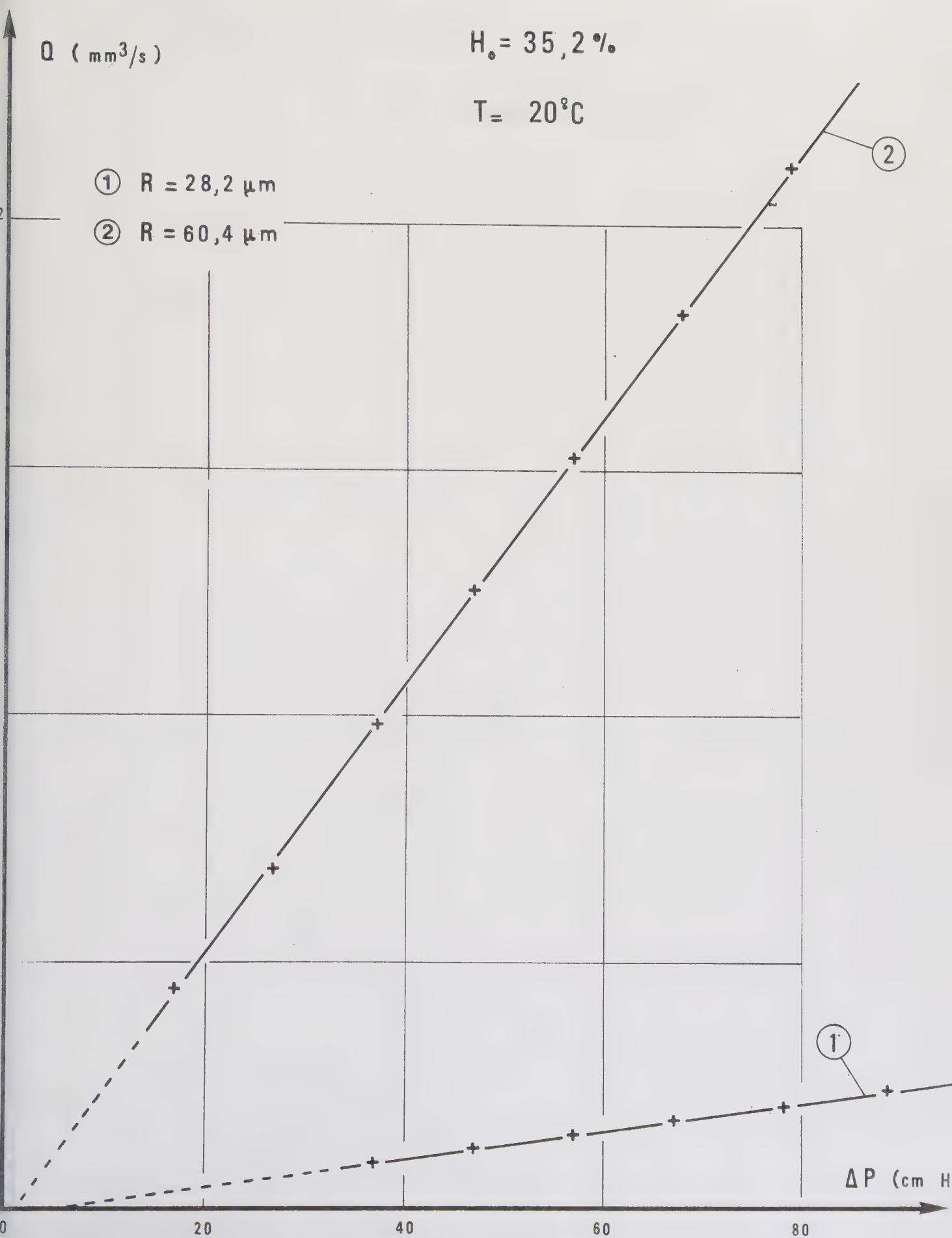
 $T = 20^\circ\text{C}$

③ Sérum



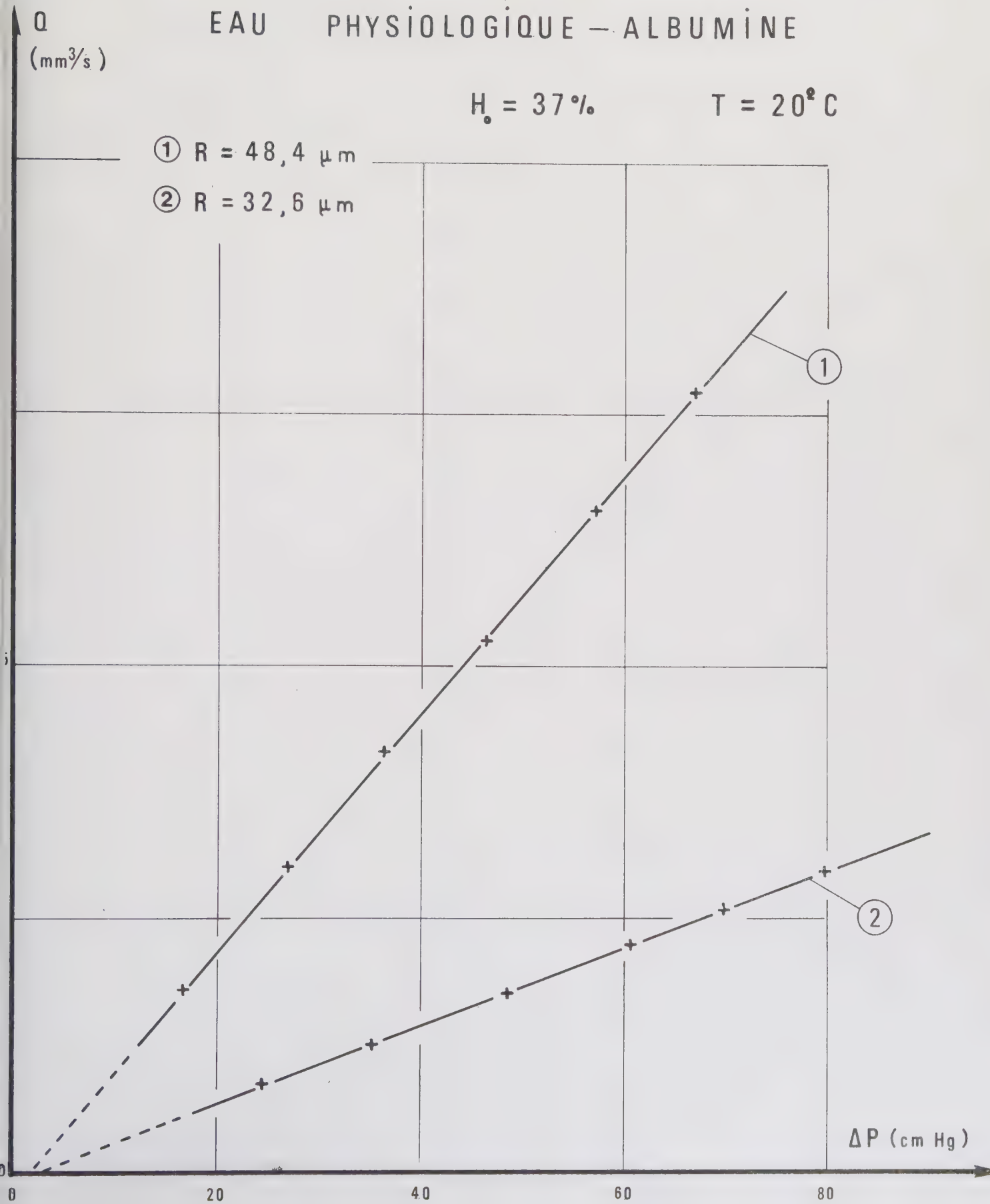


SUSPENSION SALINE D'HÉMATIES LAVÉES

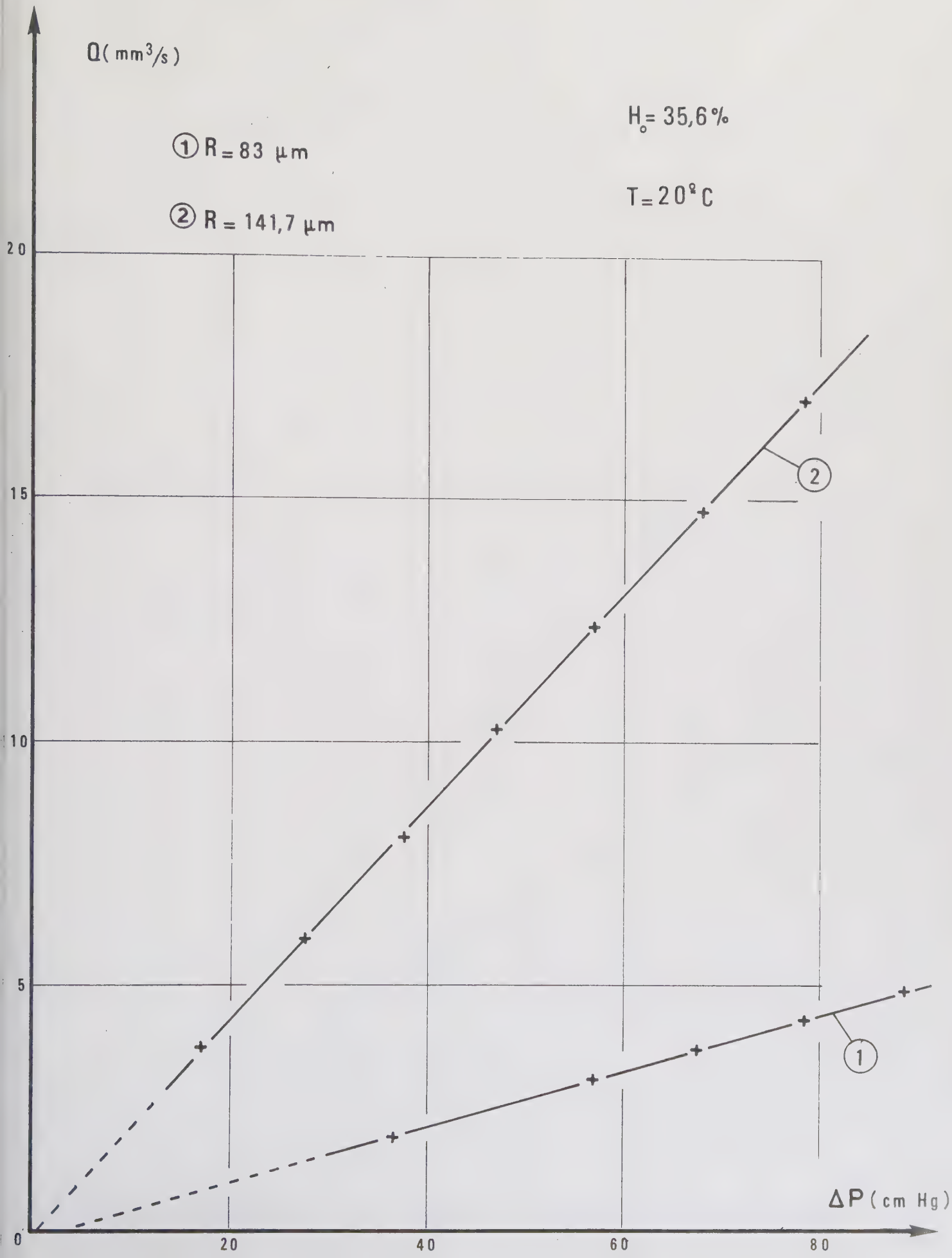


HÉMATIES LAVÉES DANS UN MÉLANGE

EAU PHYSIOLOGIQUE — ALBUMINE

 $H_o = 37\%$ $T = 20^{\circ}\text{C}$ ① $R = 48,4 \mu\text{m}$ ② $R = 32,6 \mu\text{m}$ 

HÉMATIES LAVÉES DANS DU SÉRUM



HÉMATIES LAVÉES DANS DU PLASMA

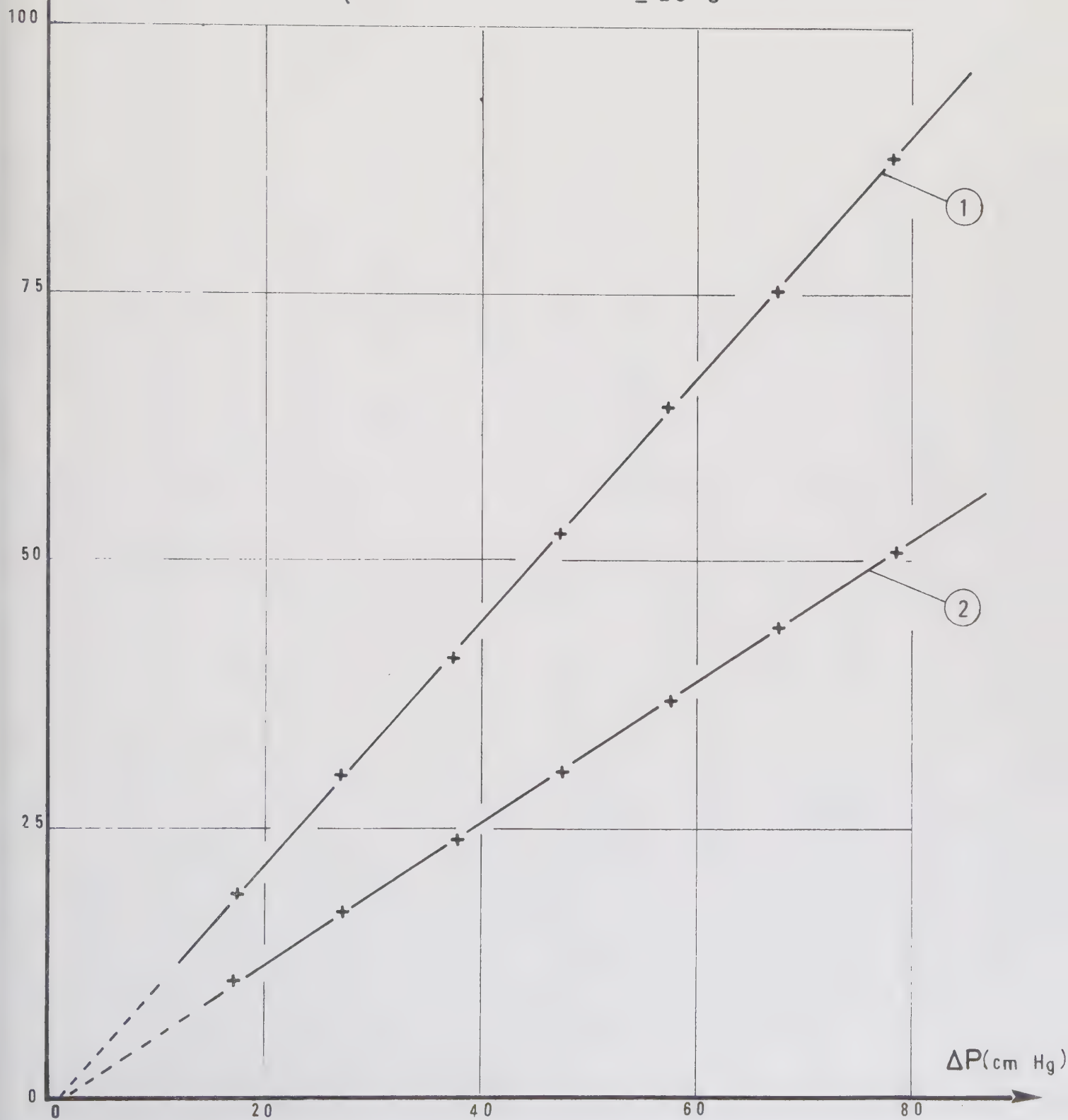
 $Q \text{ (mm}^3/\text{s)}$ ① $R = 201,7 \text{ } \mu\text{m}$ $H_o = 35,8 \%$ ② $R = 244,4 \text{ } \mu\text{m}$ $T = 20^\circ \text{C}$ 

figure 23

η_r (/ eau distillée)

⑤ Sang complet : FAHRAEUS et al (1931)

$T = 38^\circ C$

H_o inconnu

$H_o = 35,8 \%$

$H_o = 35,6 \%$

$H_o = 37 \%$

$H_o = 35,2 \%$

① eau physiologique

② eau physiologique - albumine

③ sérum

④ plasma

Résultats personnels : Hématies lavées et

$T = 20^\circ C$

$D (\mu m)$

0 100 200 300 400 500

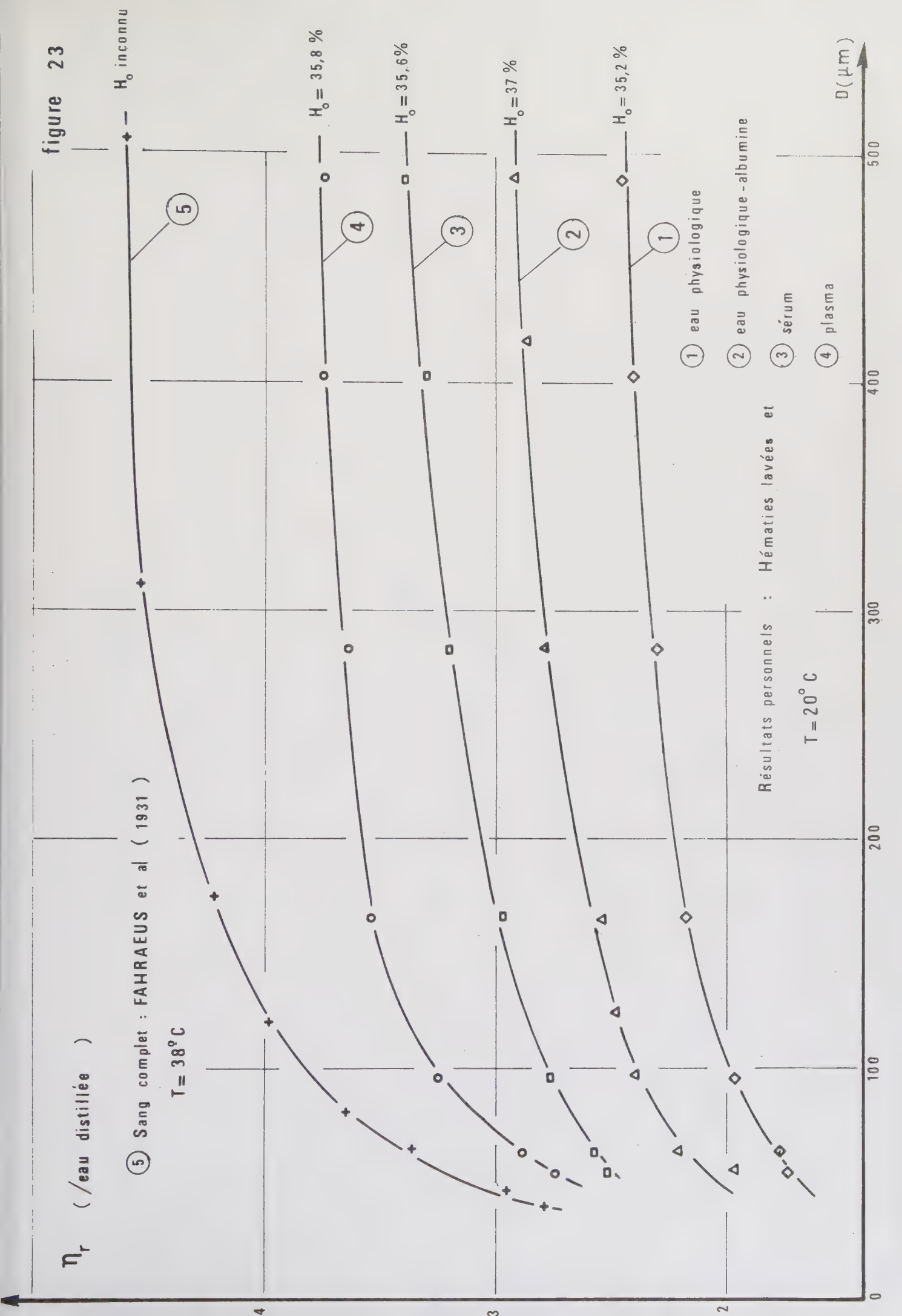


figure 24

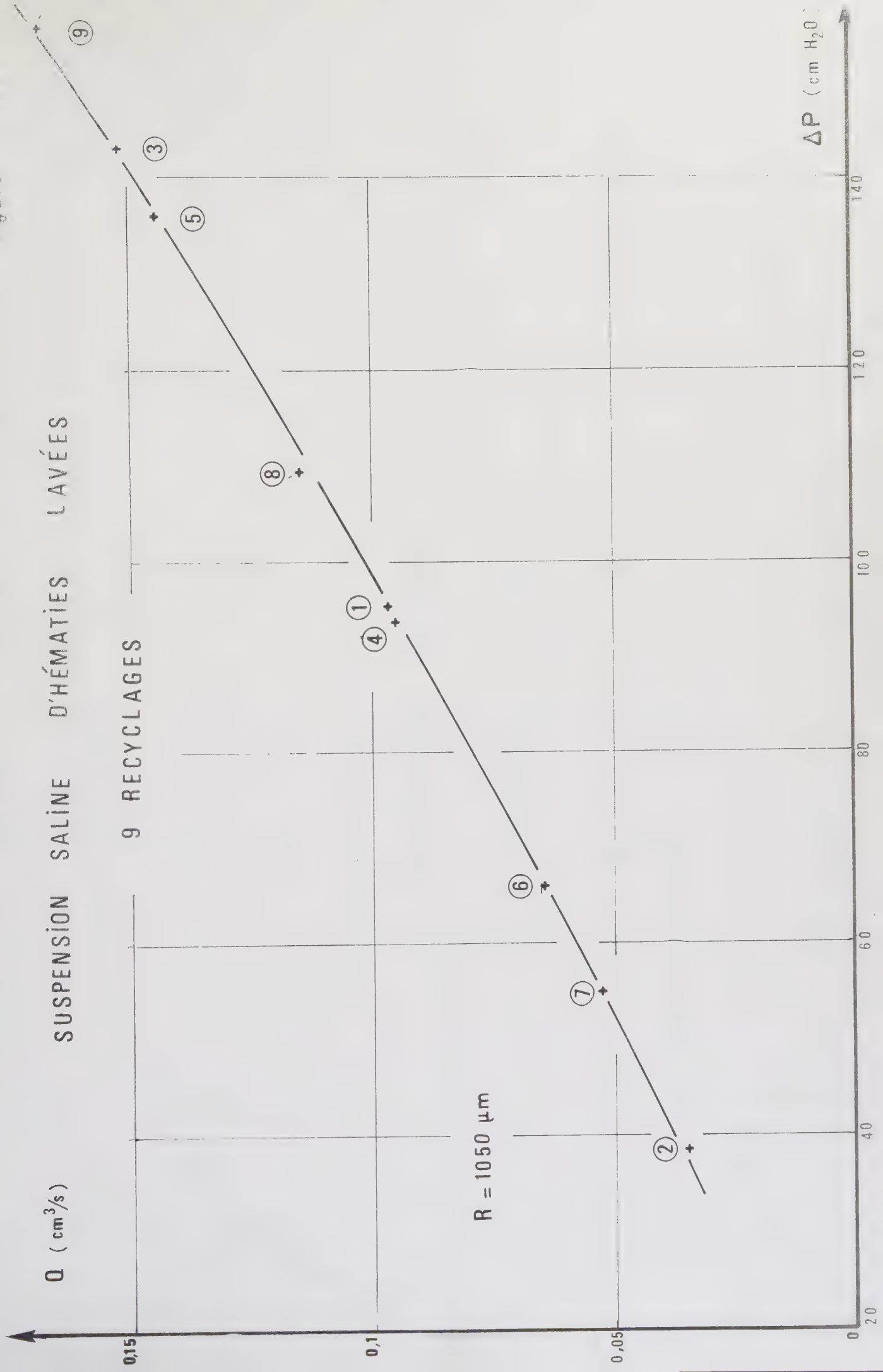
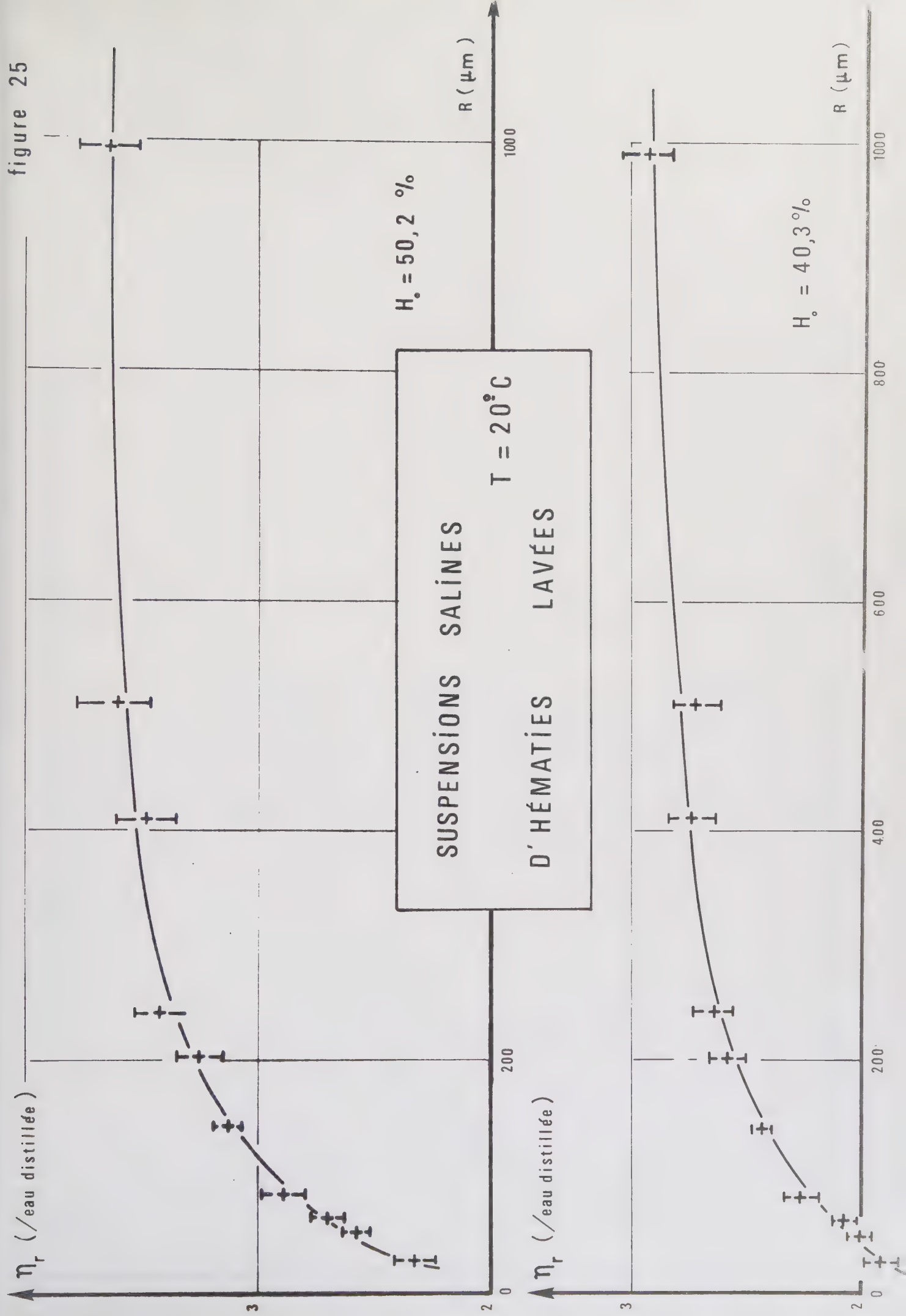
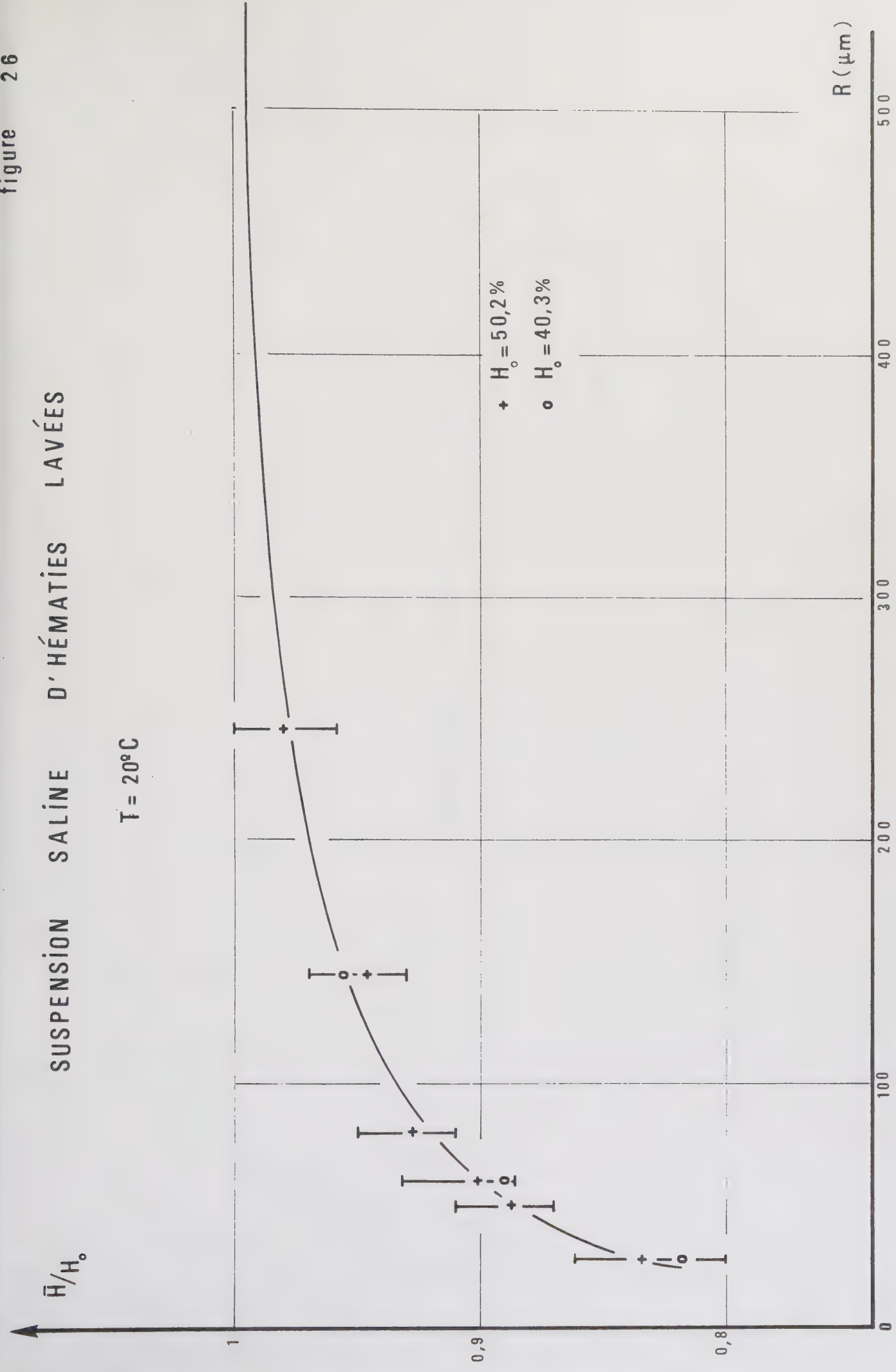


figure 25



SUSPENSION SALINE D'HÉMATIES LAVÉES

T = 20°C



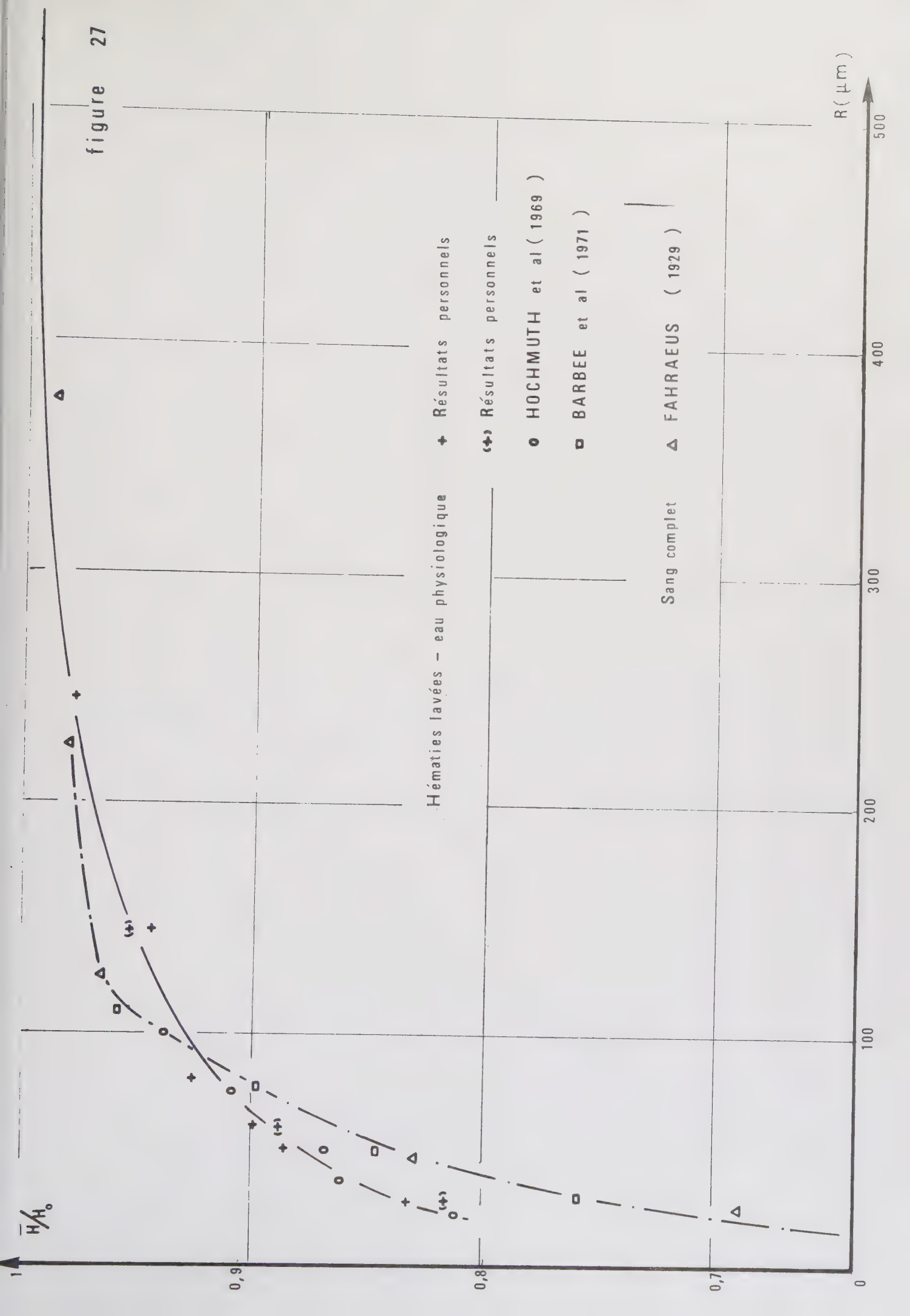
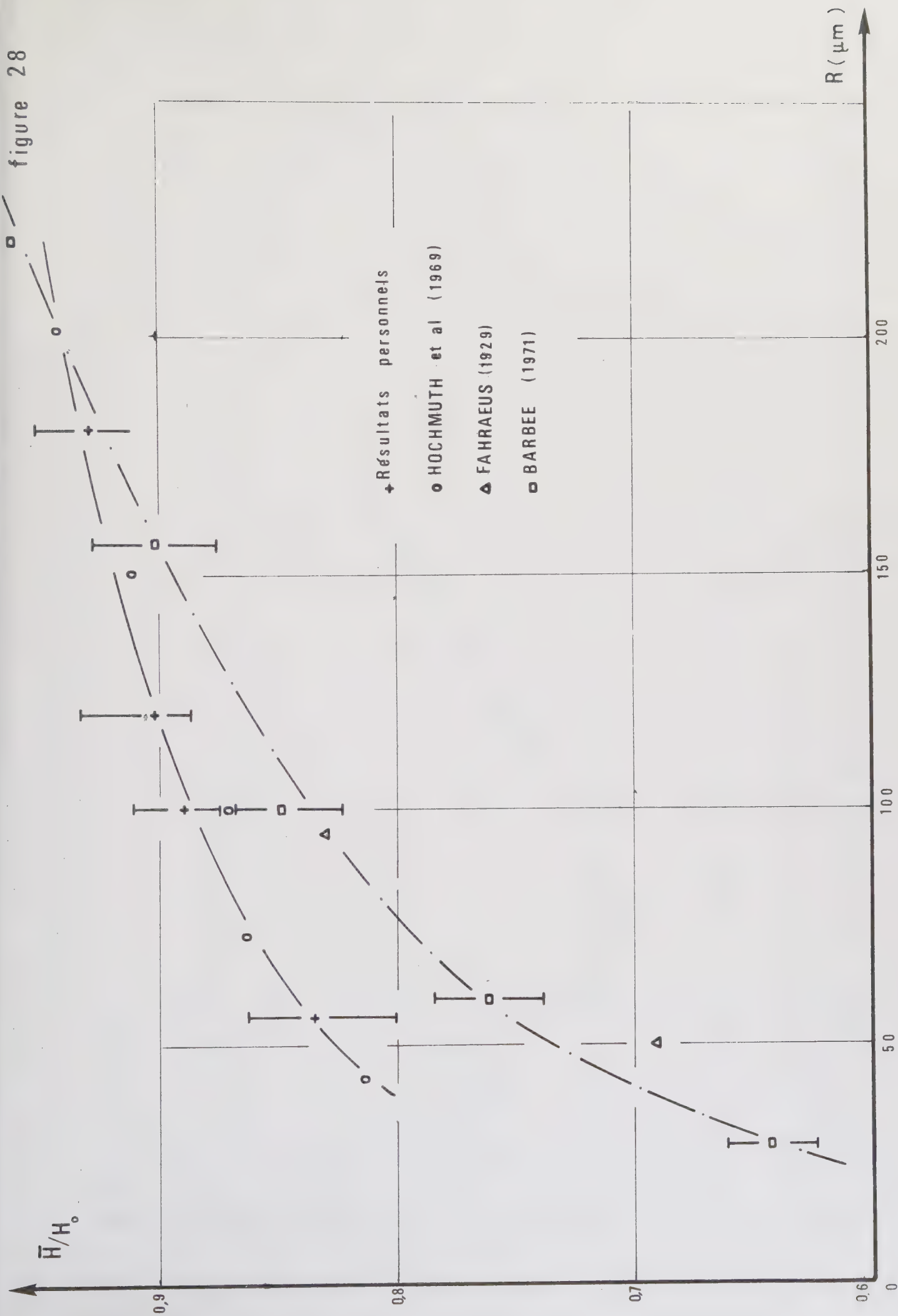


figure 28



SUSPENSIONS SALINES D'HÉMATIES LAVÉES

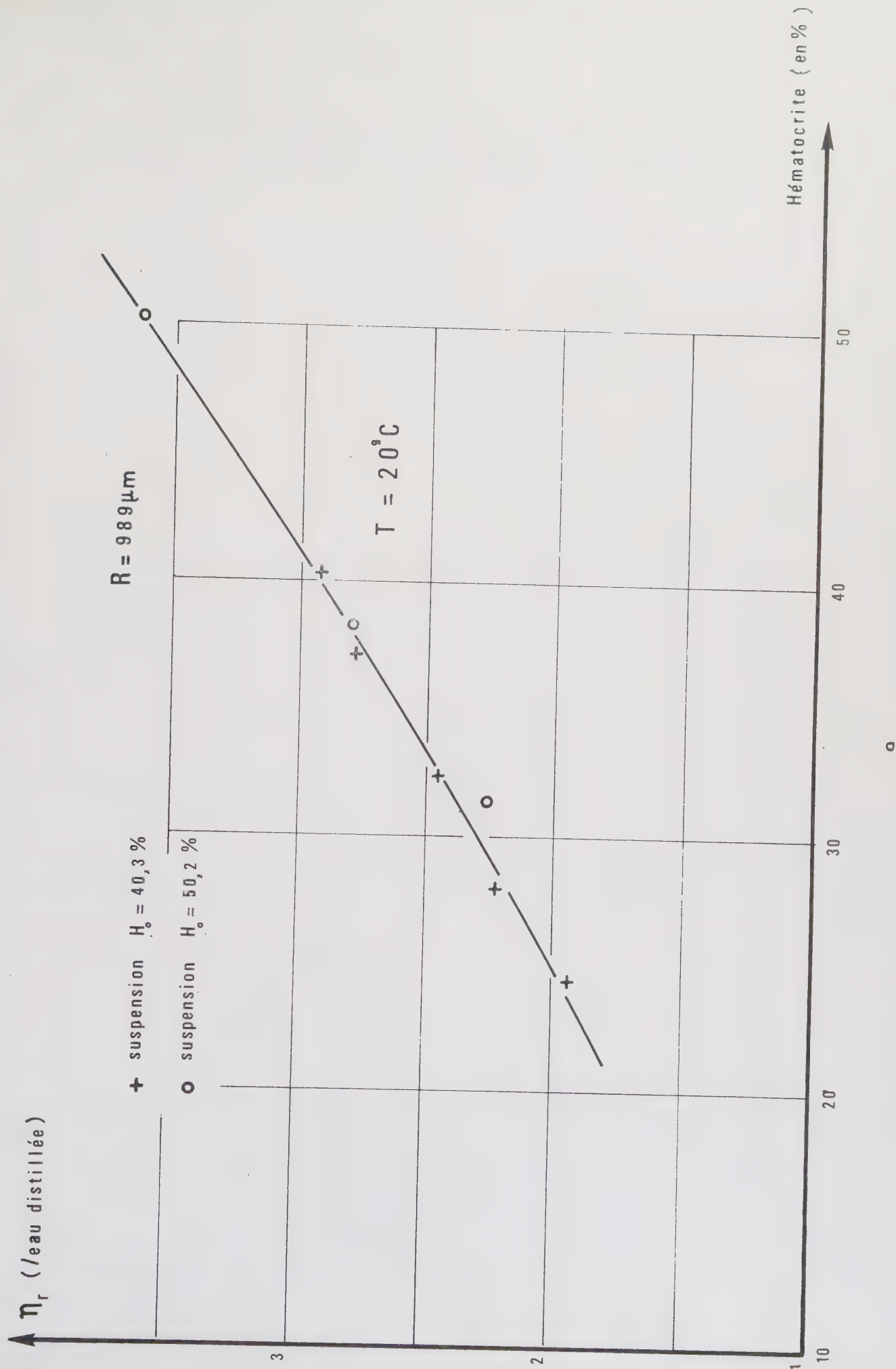
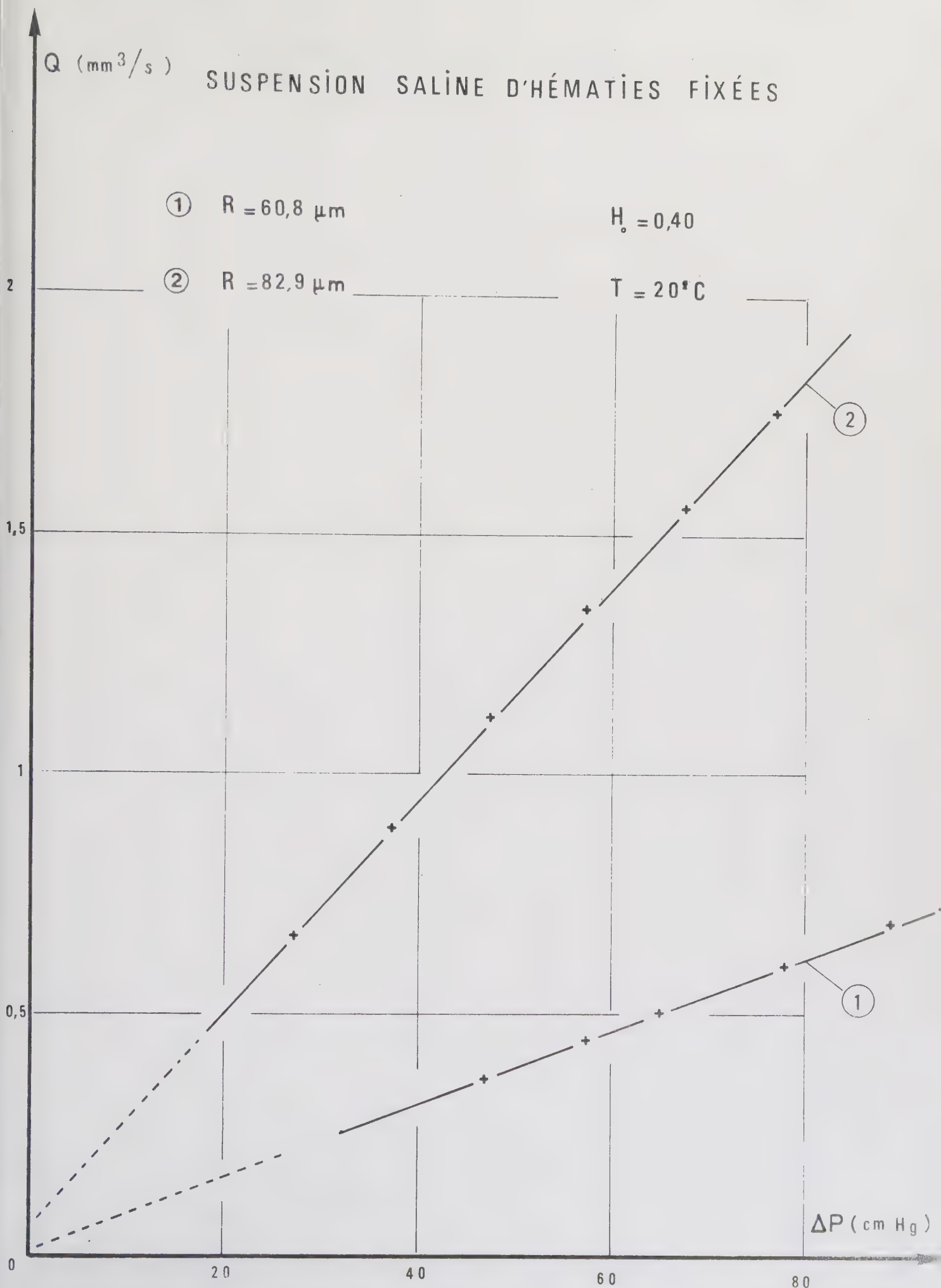
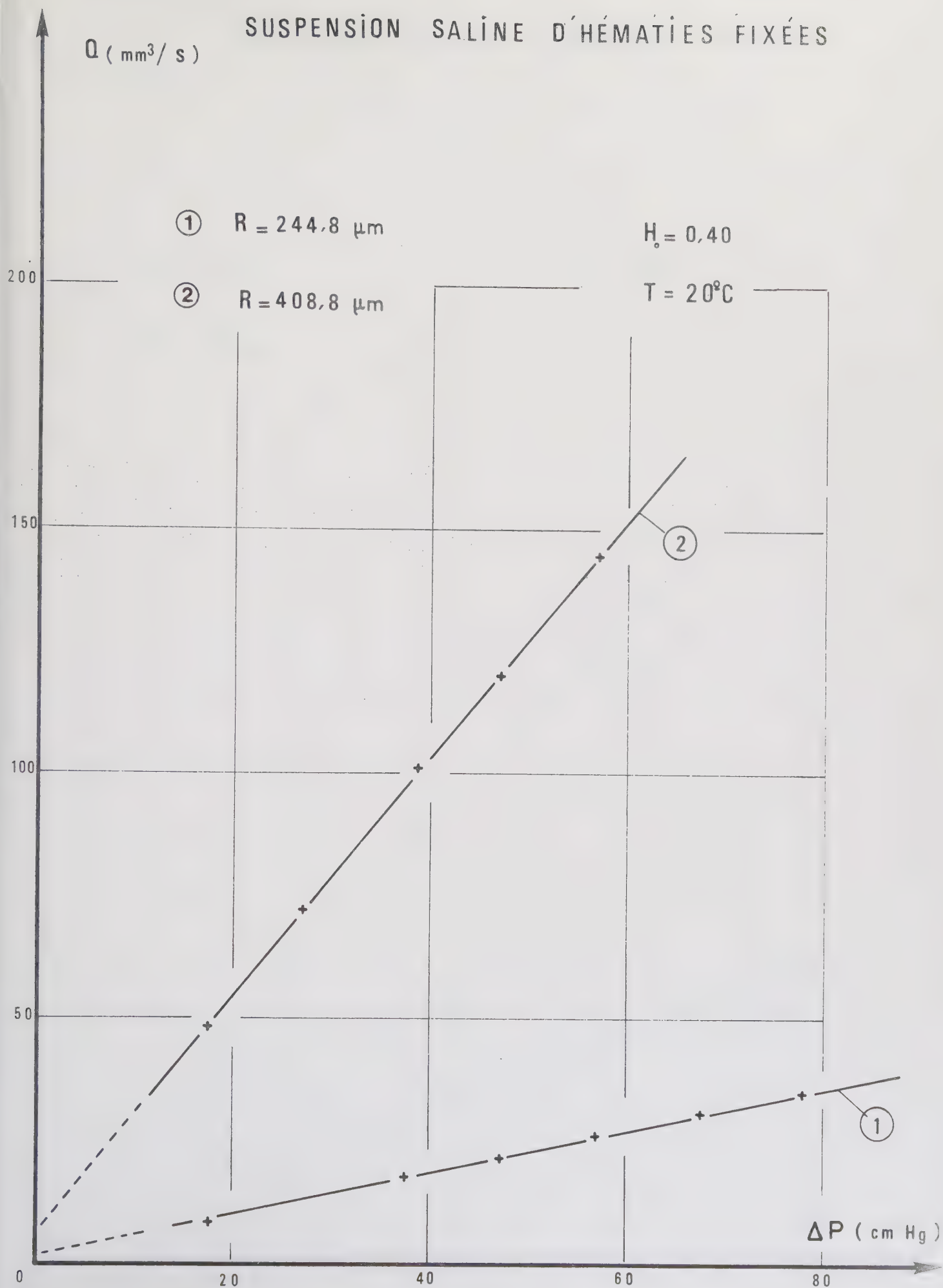


figure 30





SUSPENSION SALINE D'HÉMATIES FIXÉES

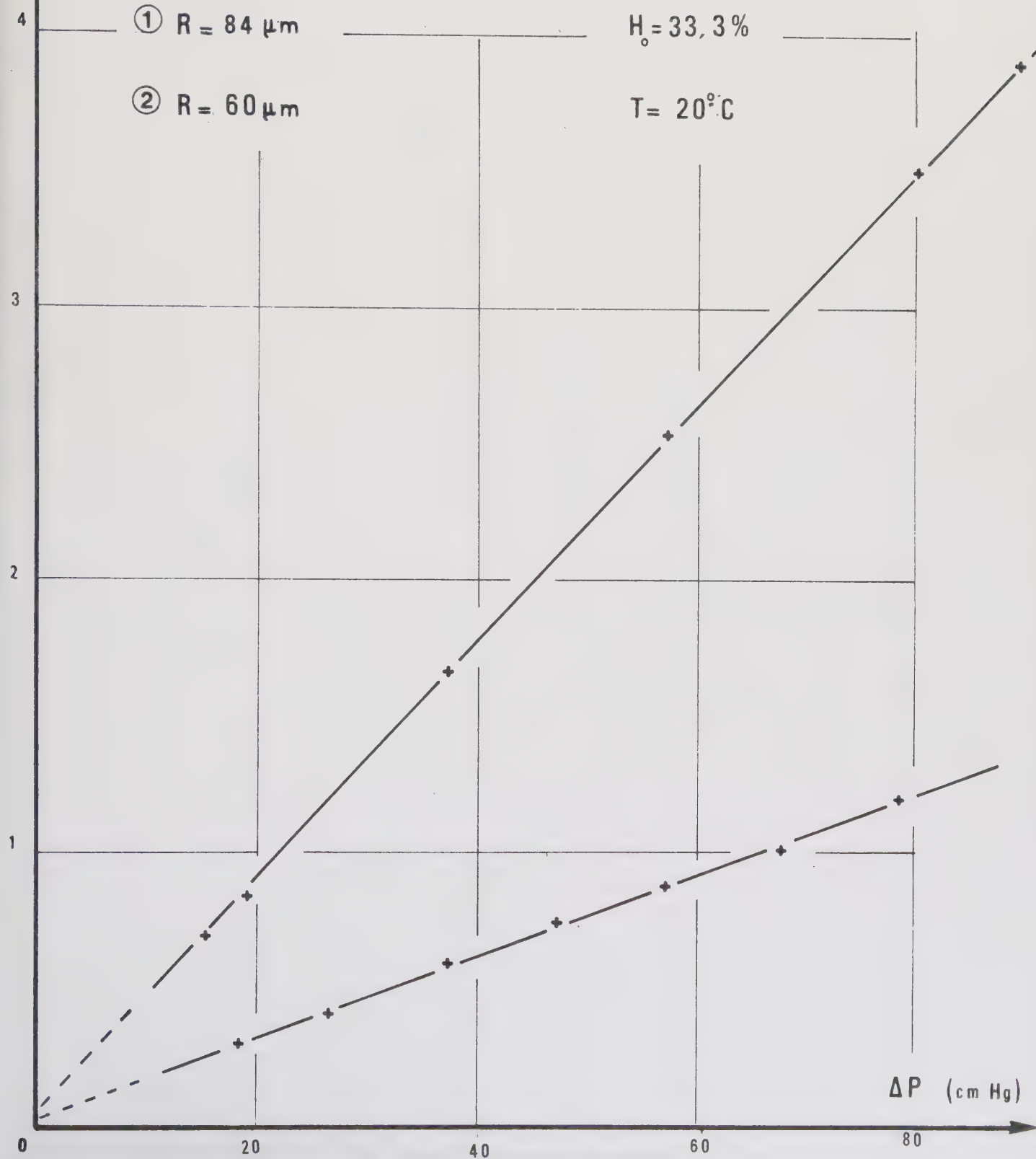
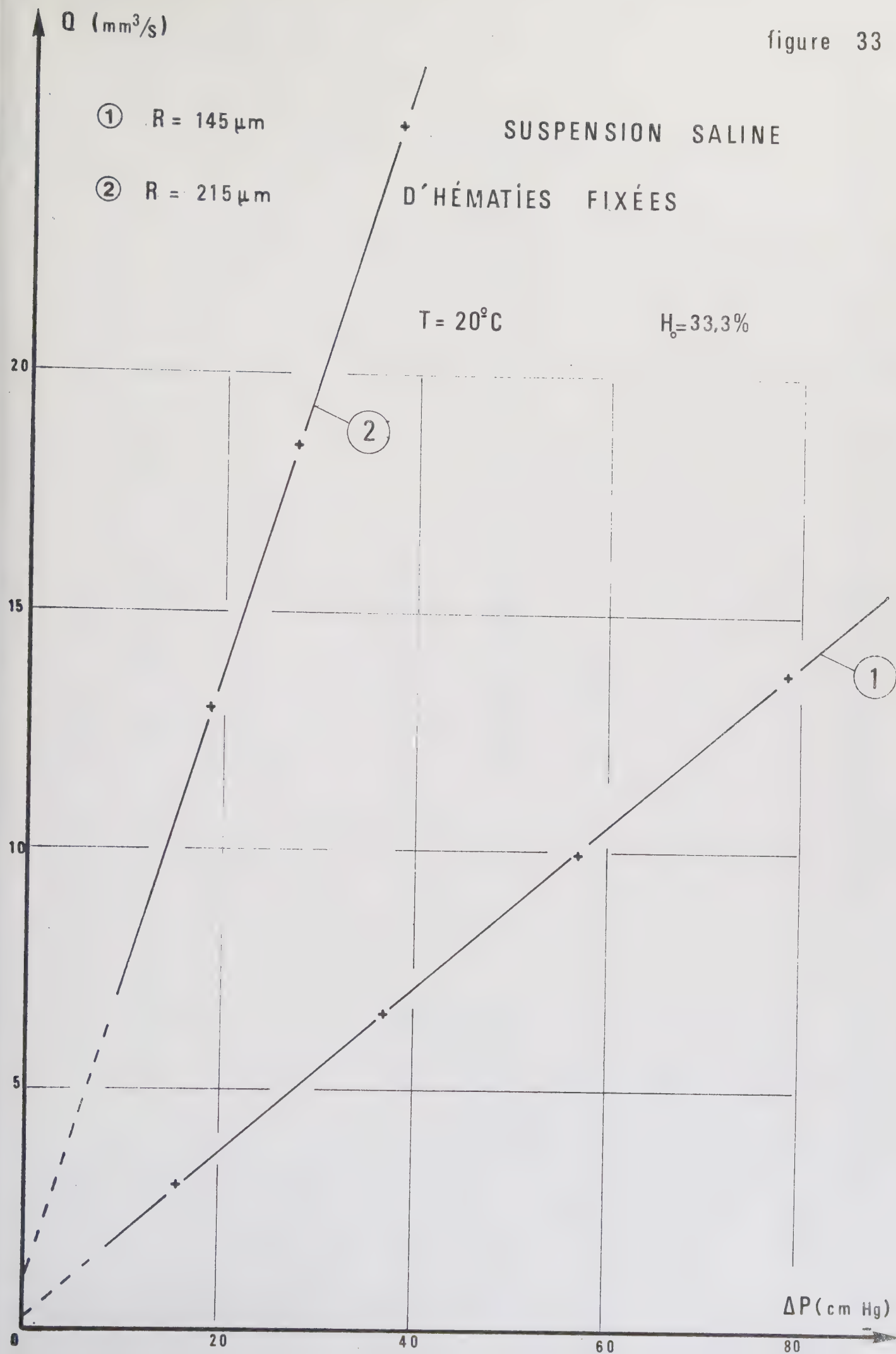
 Q (mm^3/s)① $R = 84 \mu\text{m}$ $H_0 = 33,3\%$ ② $R = 60 \mu\text{m}$ $T = 20^\circ\text{C}$ 

figure 33



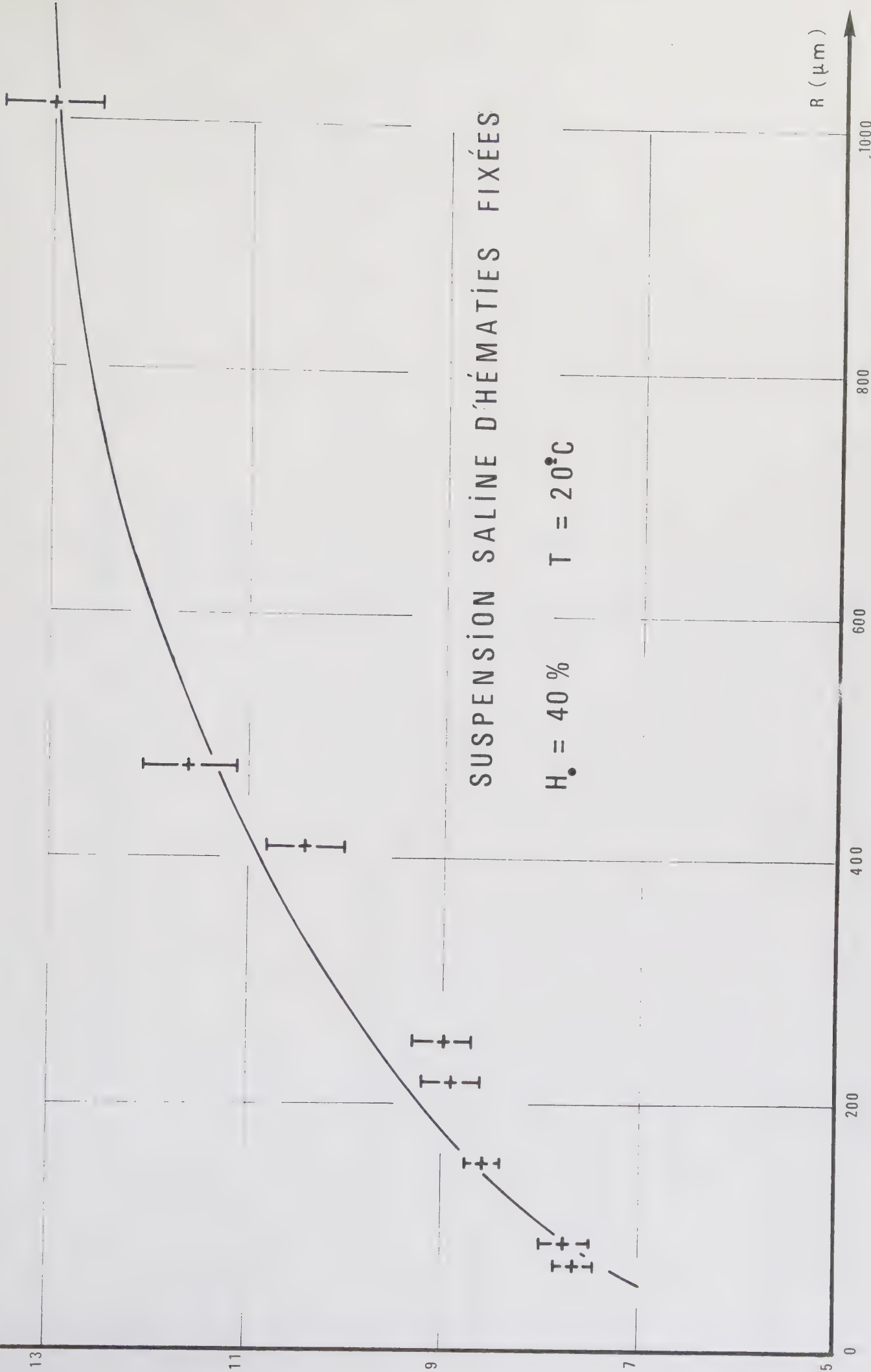
η_r (/eau distillée)

SUSPENSION SALINE D'HÉMATIES FIXÉES

$H_s = 40\%$ $T = 20^\circ\text{C}$

$R (\mu\text{m})$

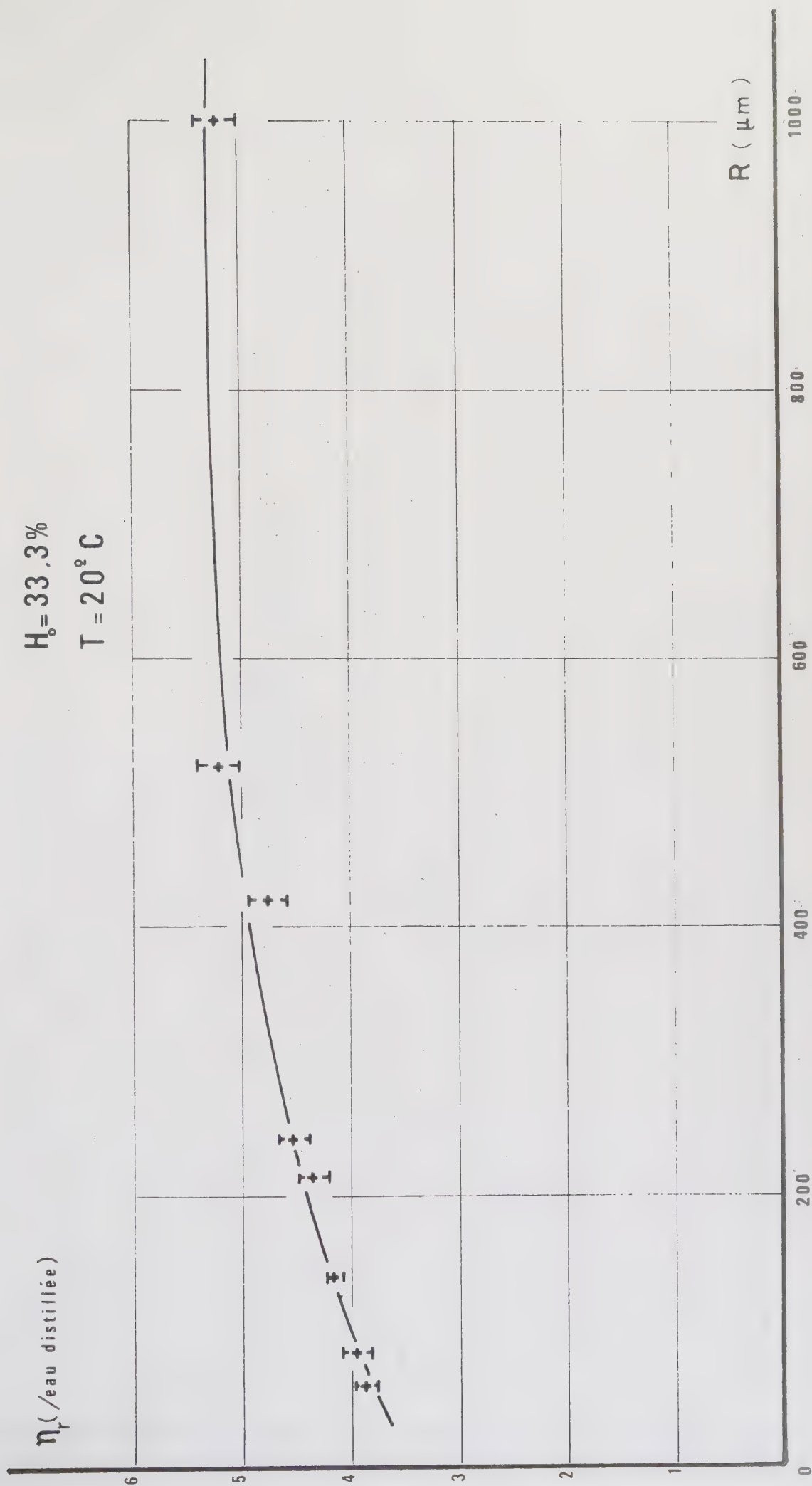
0 200 400 600 800 1000

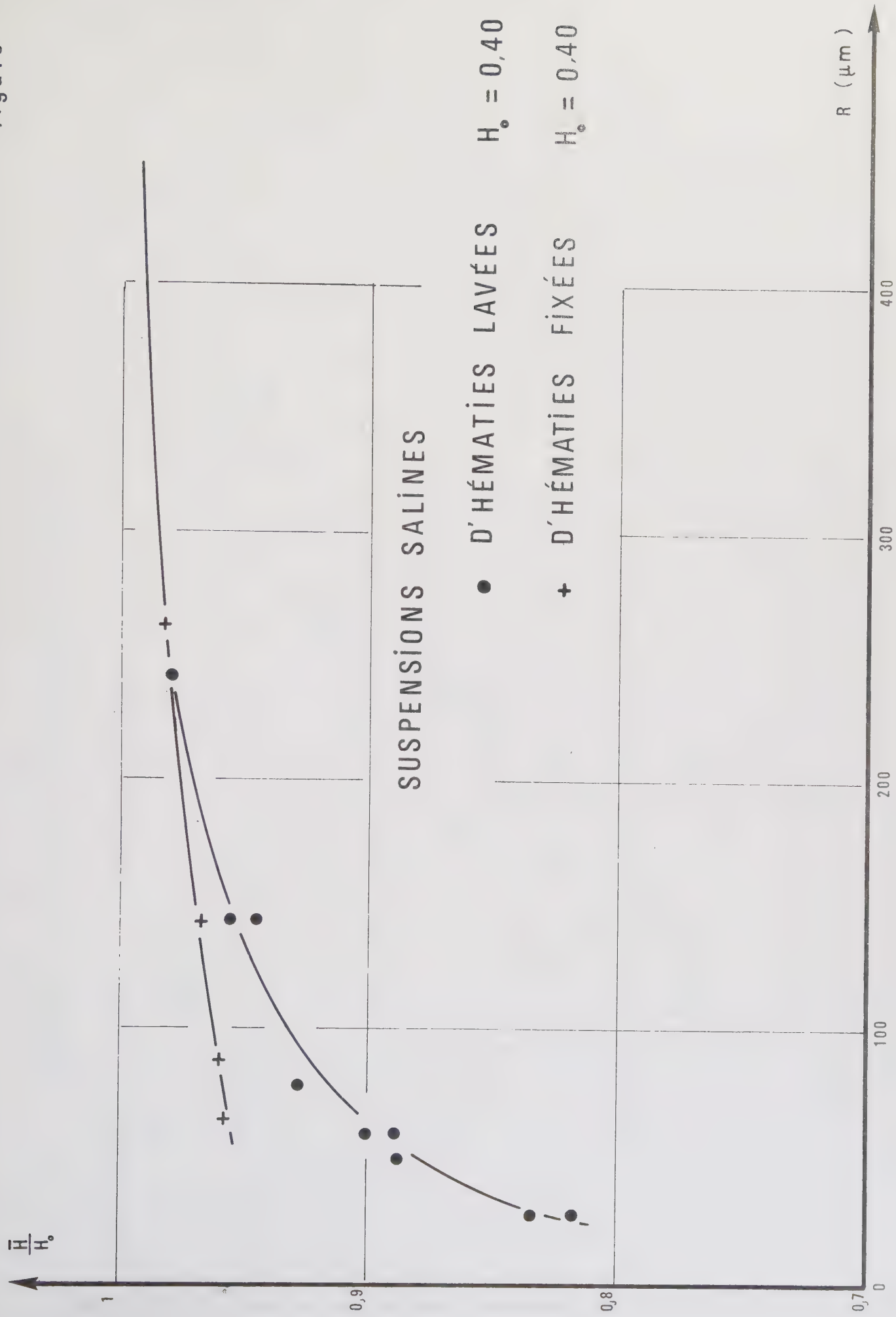


SUSPENSION SALINE D'HÉMATIES FIXÉES

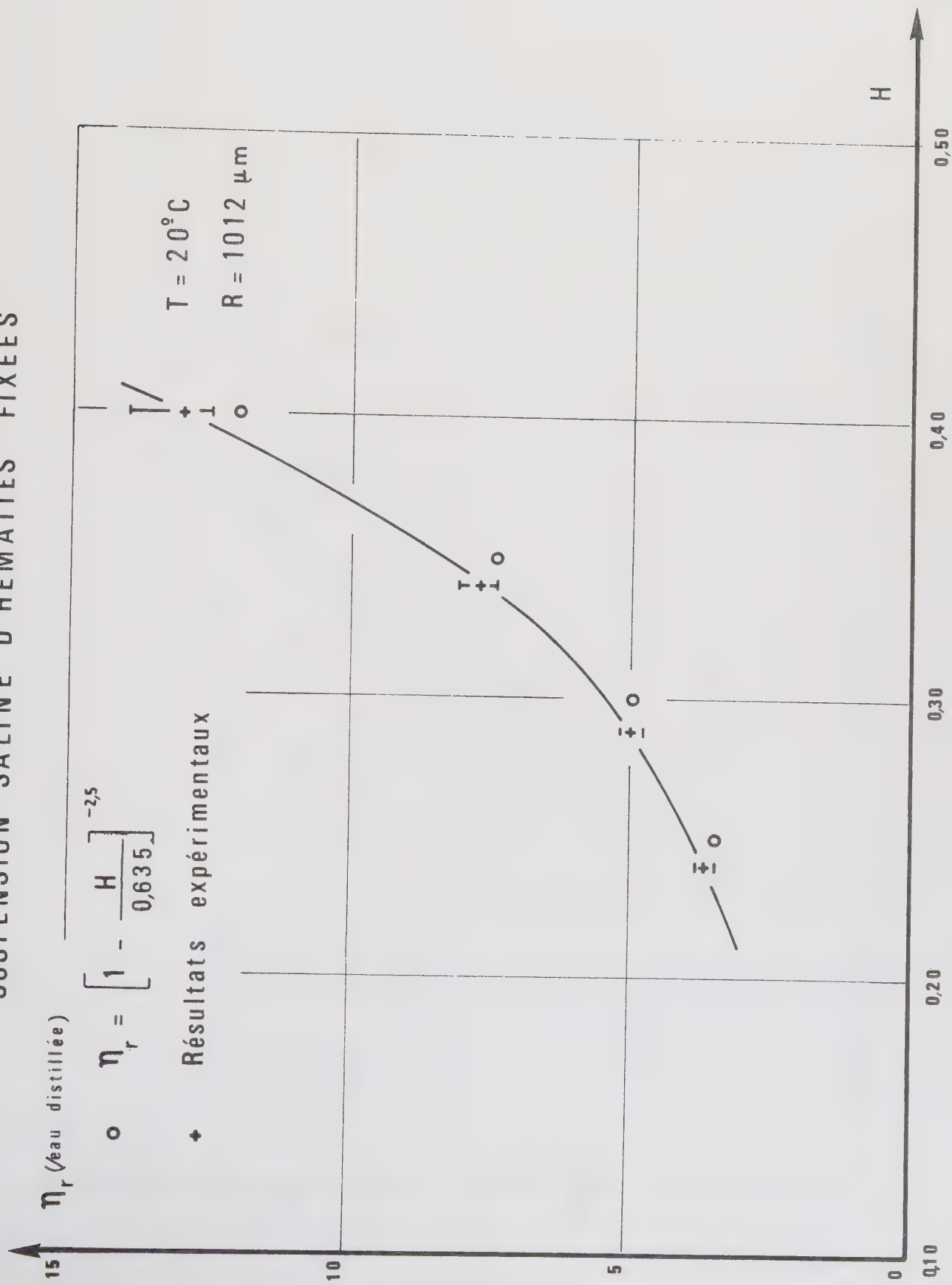
$H_0 = 33.3\%$

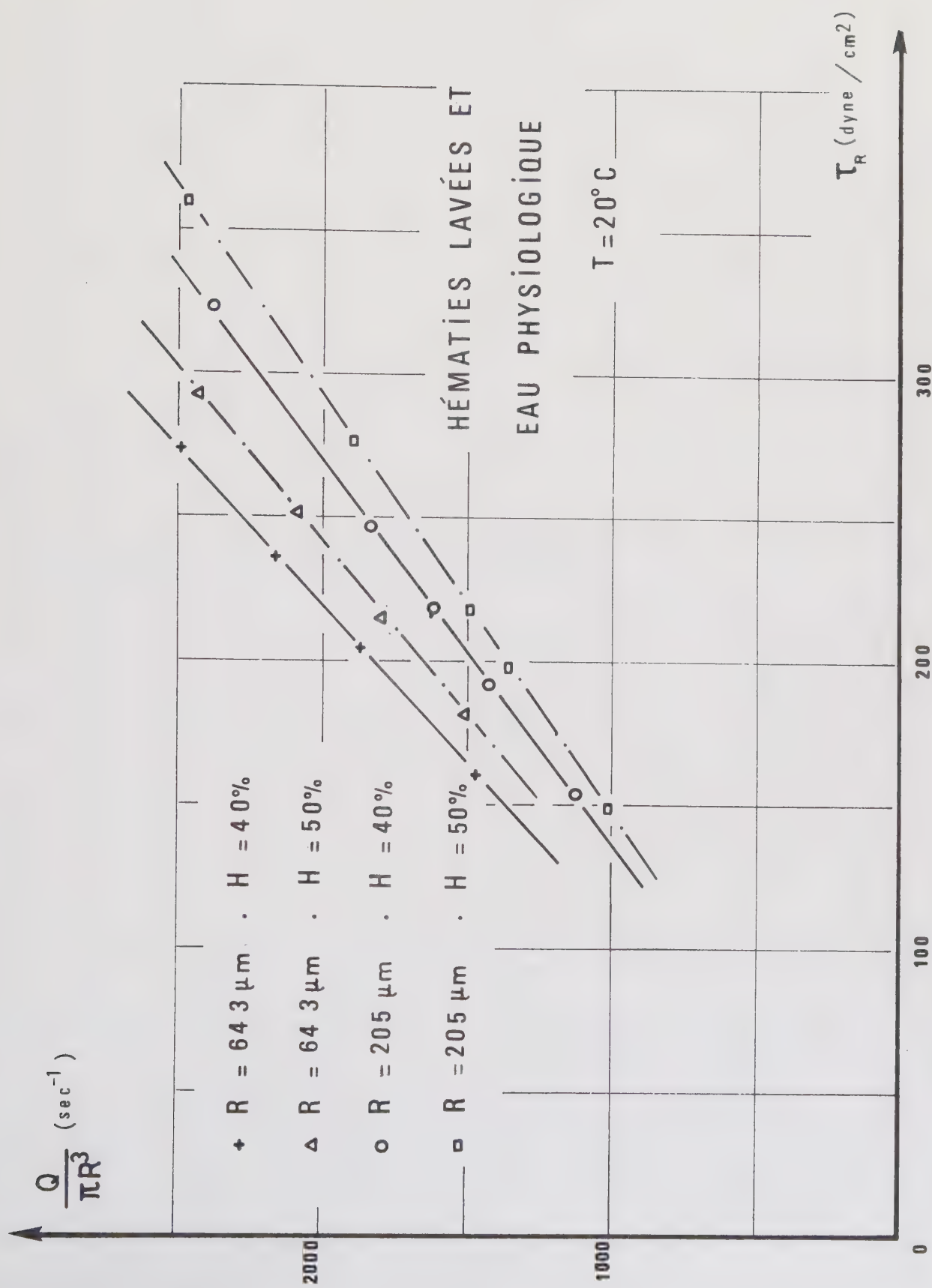
$T = 20^\circ\text{C}$

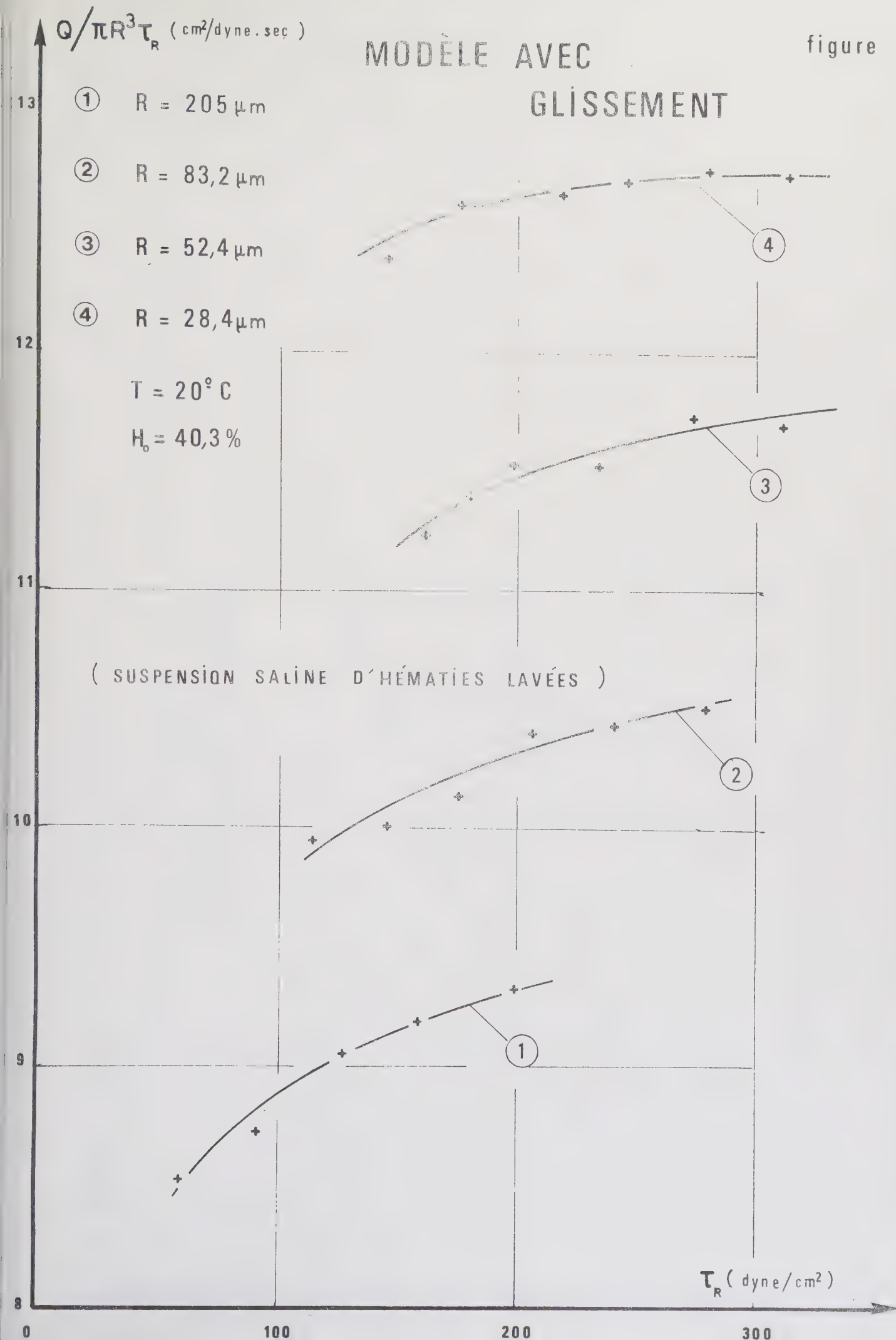


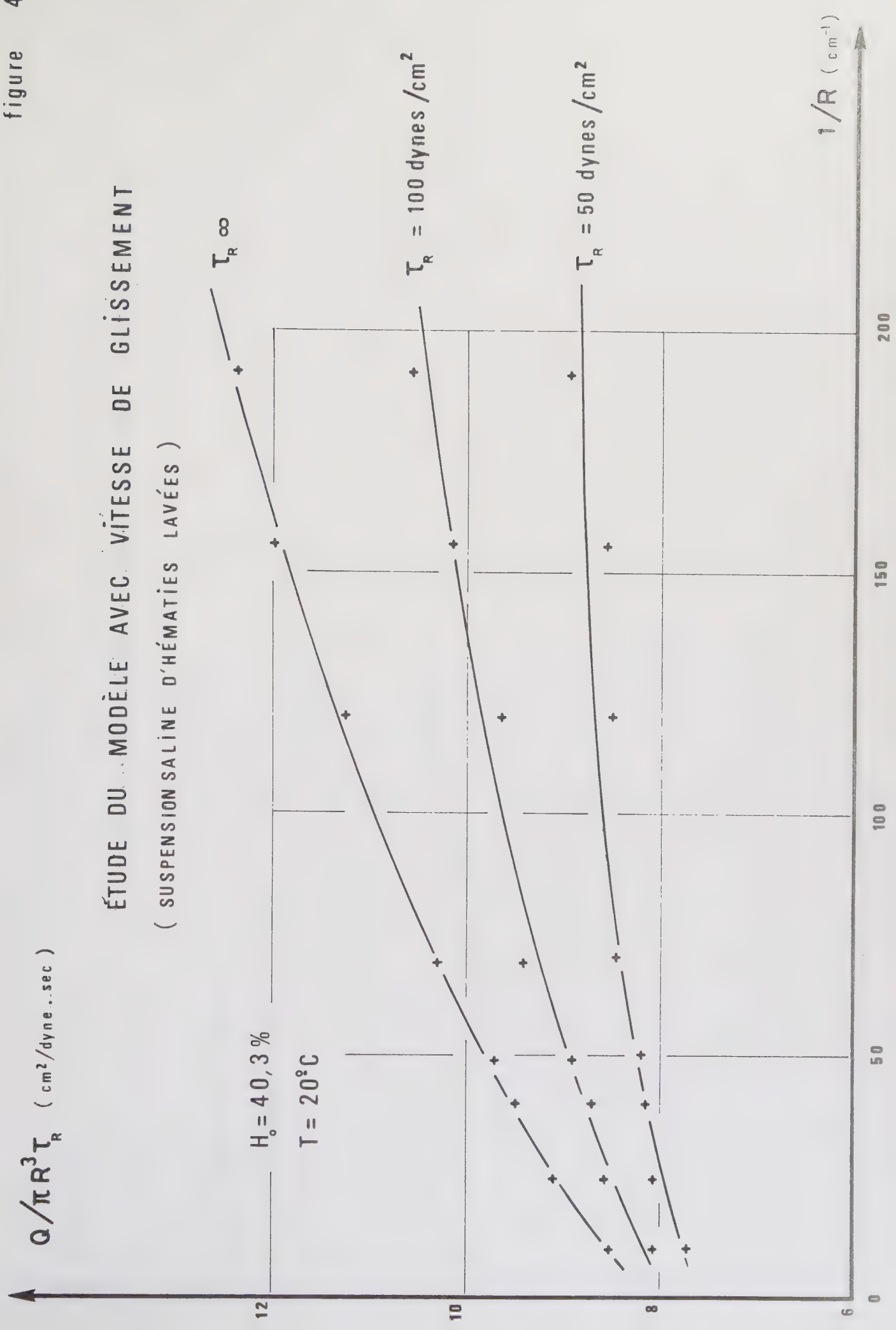


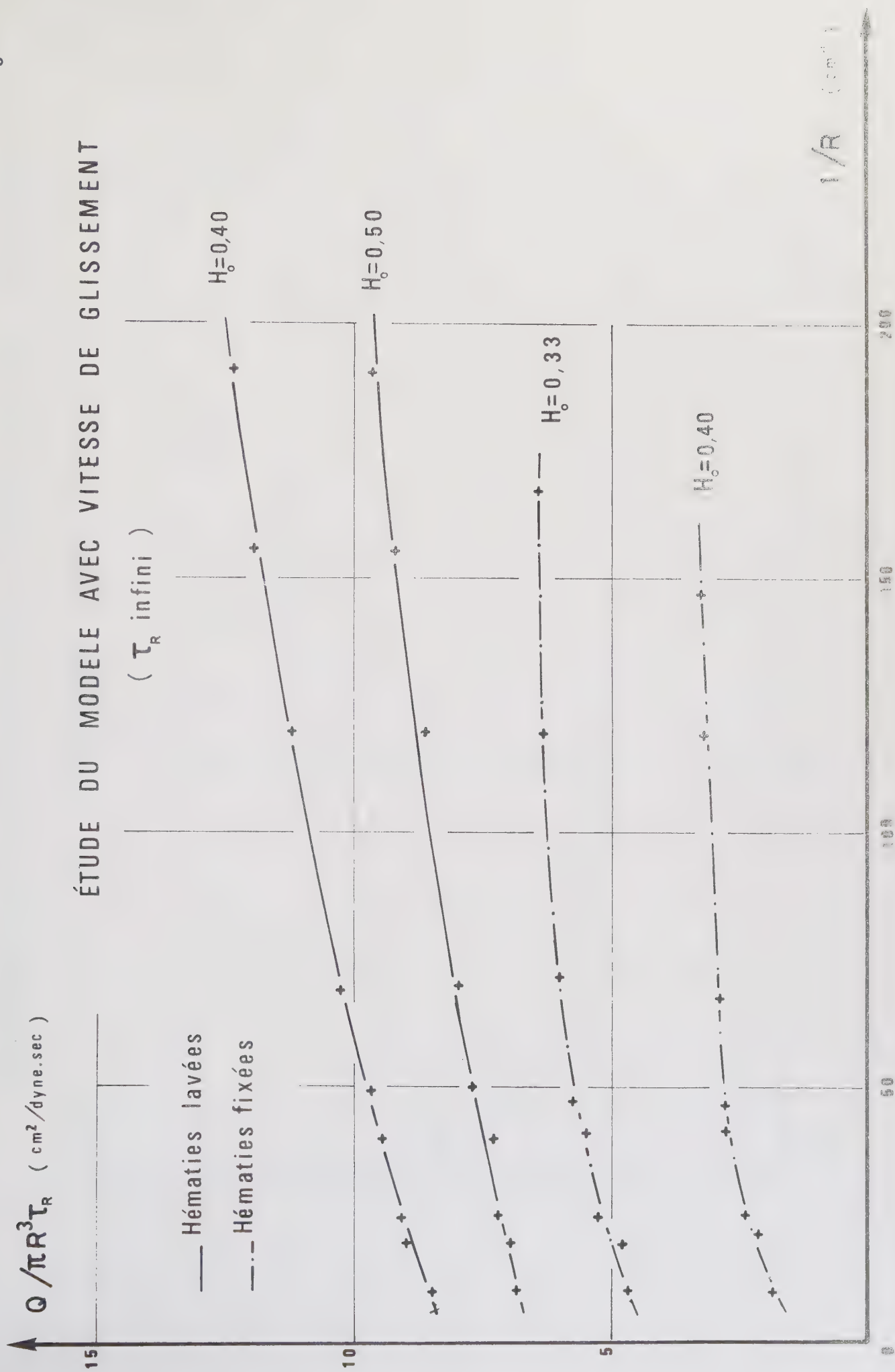
SUSPENSION SALINE D'HÉMATIES FIXÉES





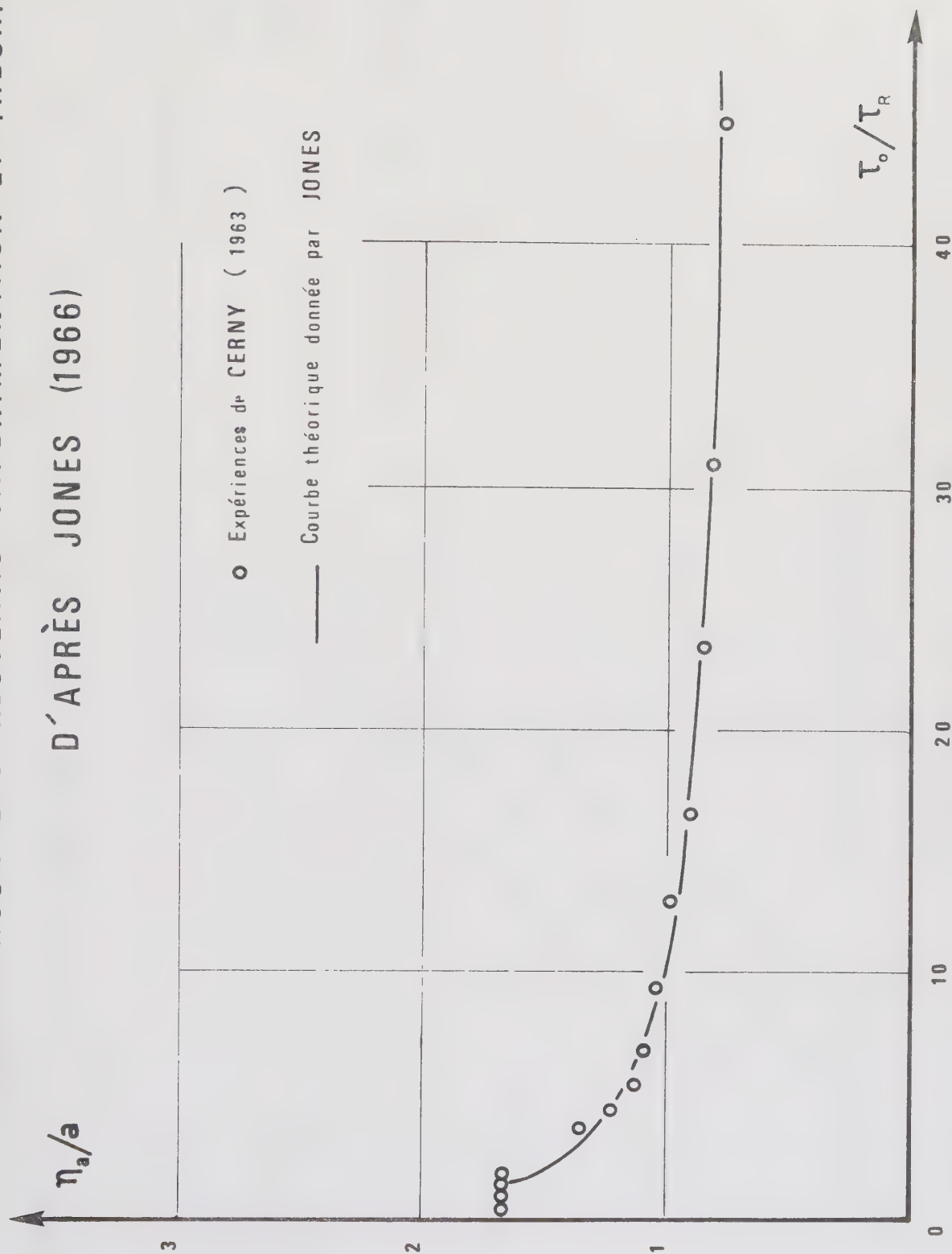
MODÈLE AVEC
GLISSEMENT

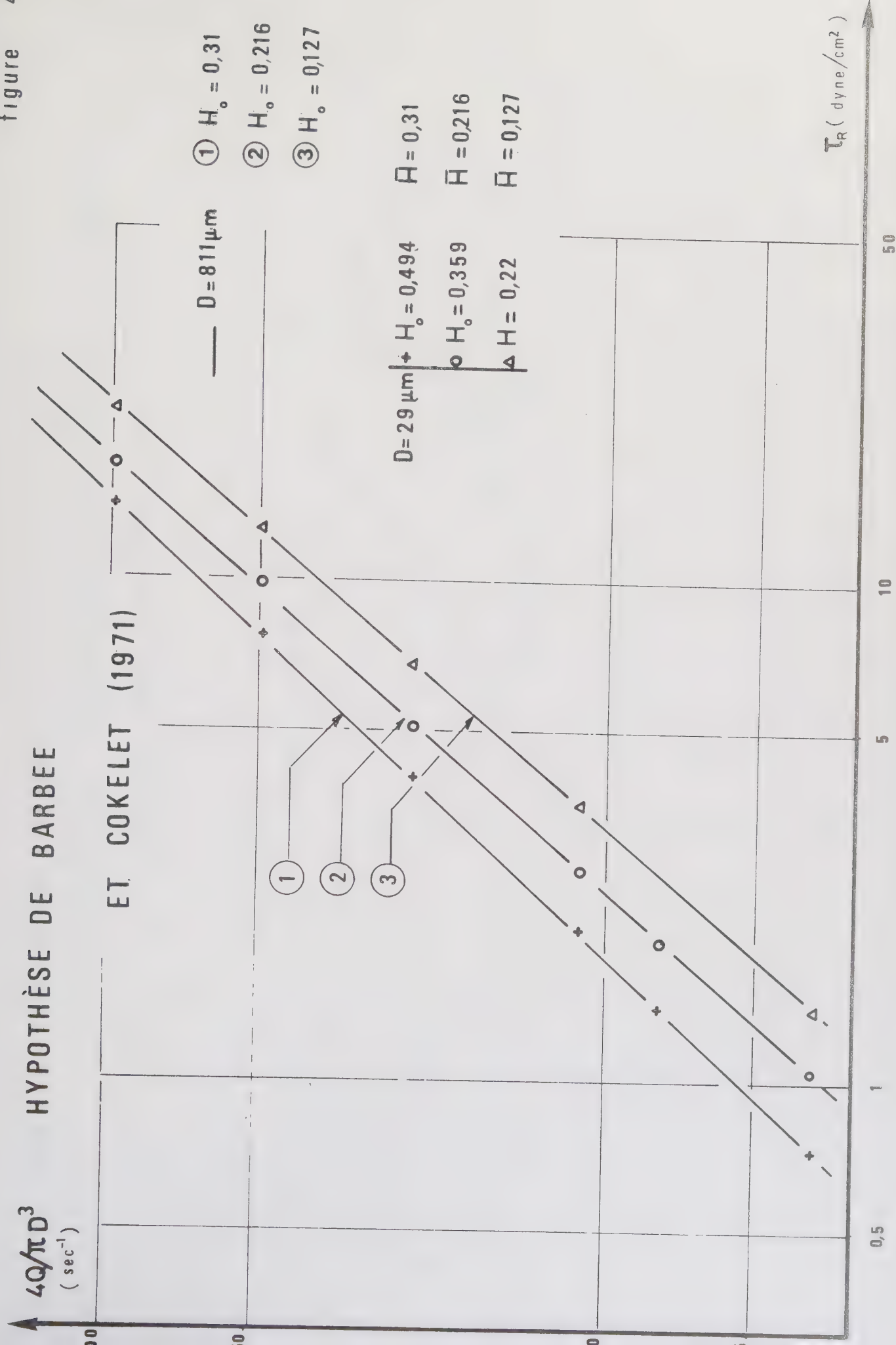




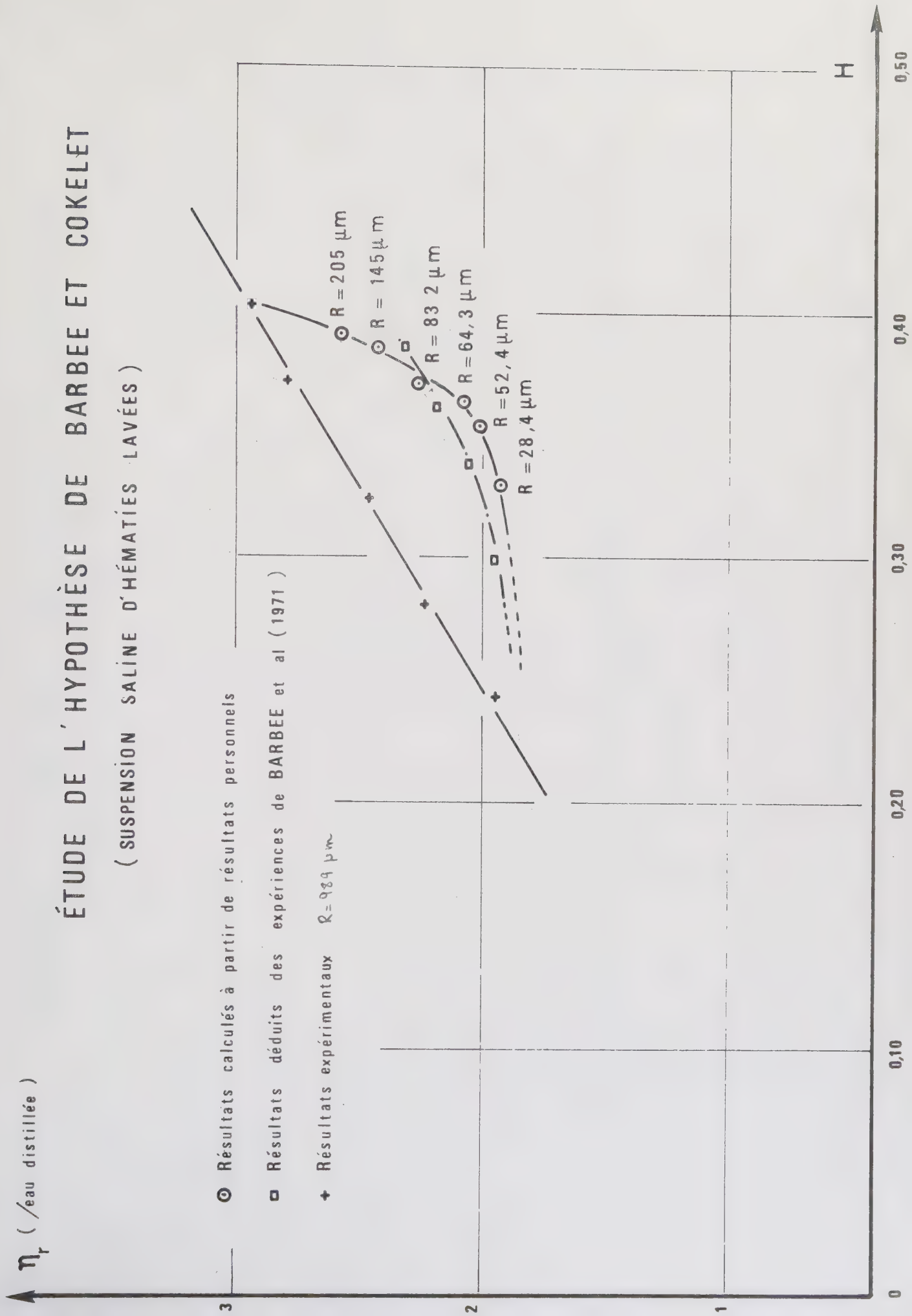
COMPARAISON DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET THÉORIQUES

D'APRÈS JONES (1966)



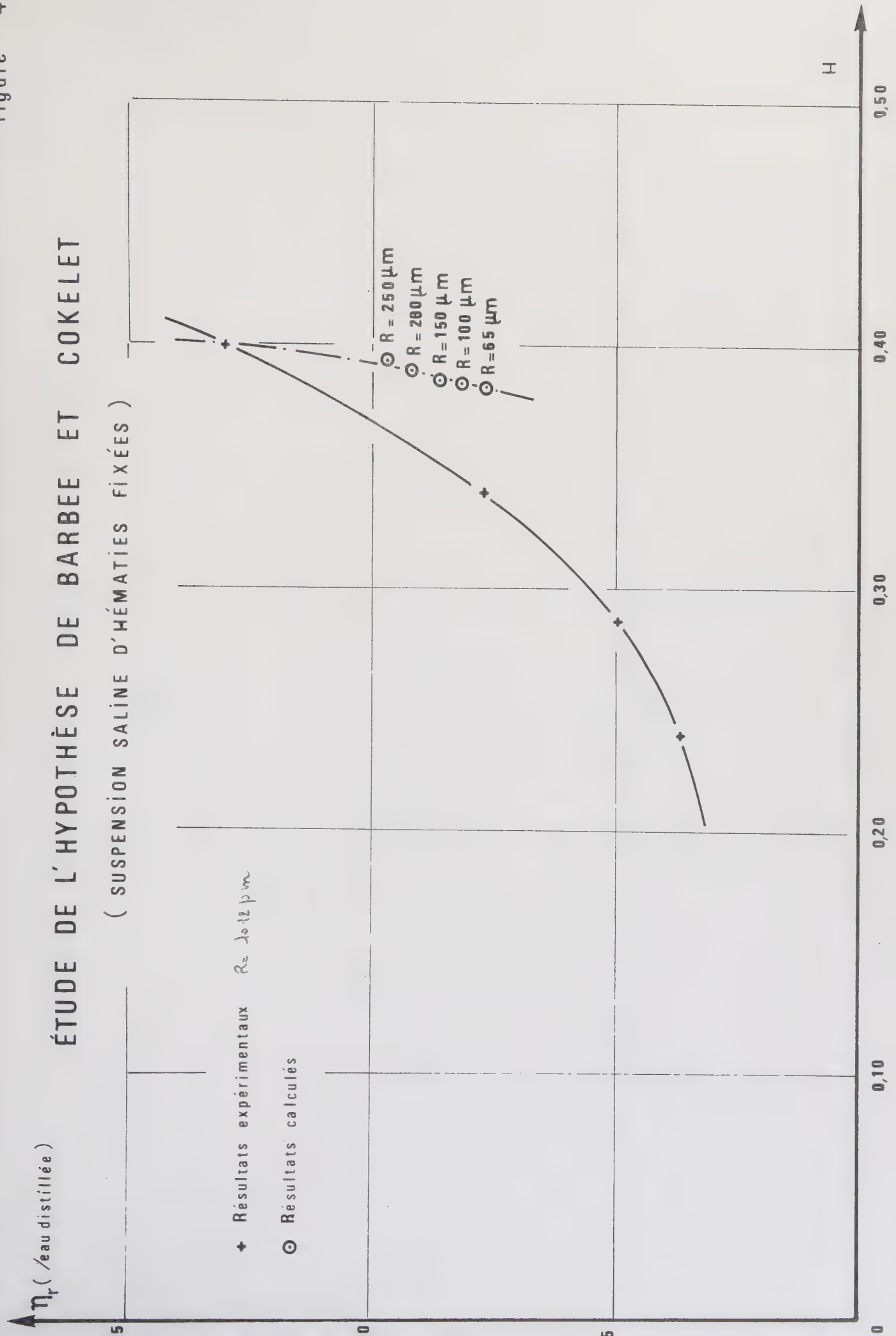


ÉTUDE DE L'HYPOTHÈSE DE BARBEE ET COKELET (SUSPENSION SALINE D'HÉMATIES LAVÉES)



ÉTUDE DE L'HYPOTHÈSE DE BARBEE ET COKELET

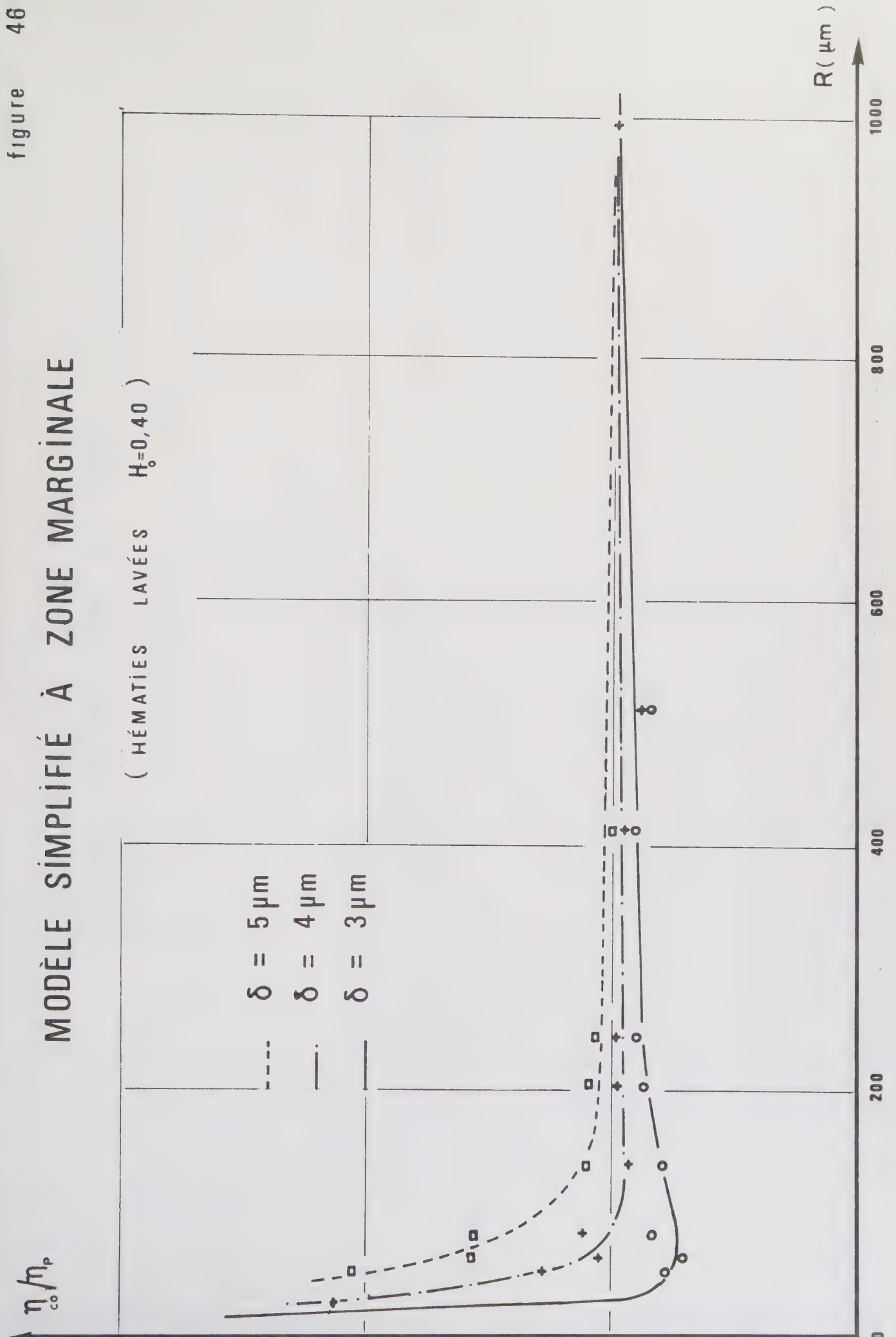
(SUSPENSION SALINE D'HÉMATIES FIXÉES)



MODÈLE SIMPLIFIÉ À ZONE MARGINALE

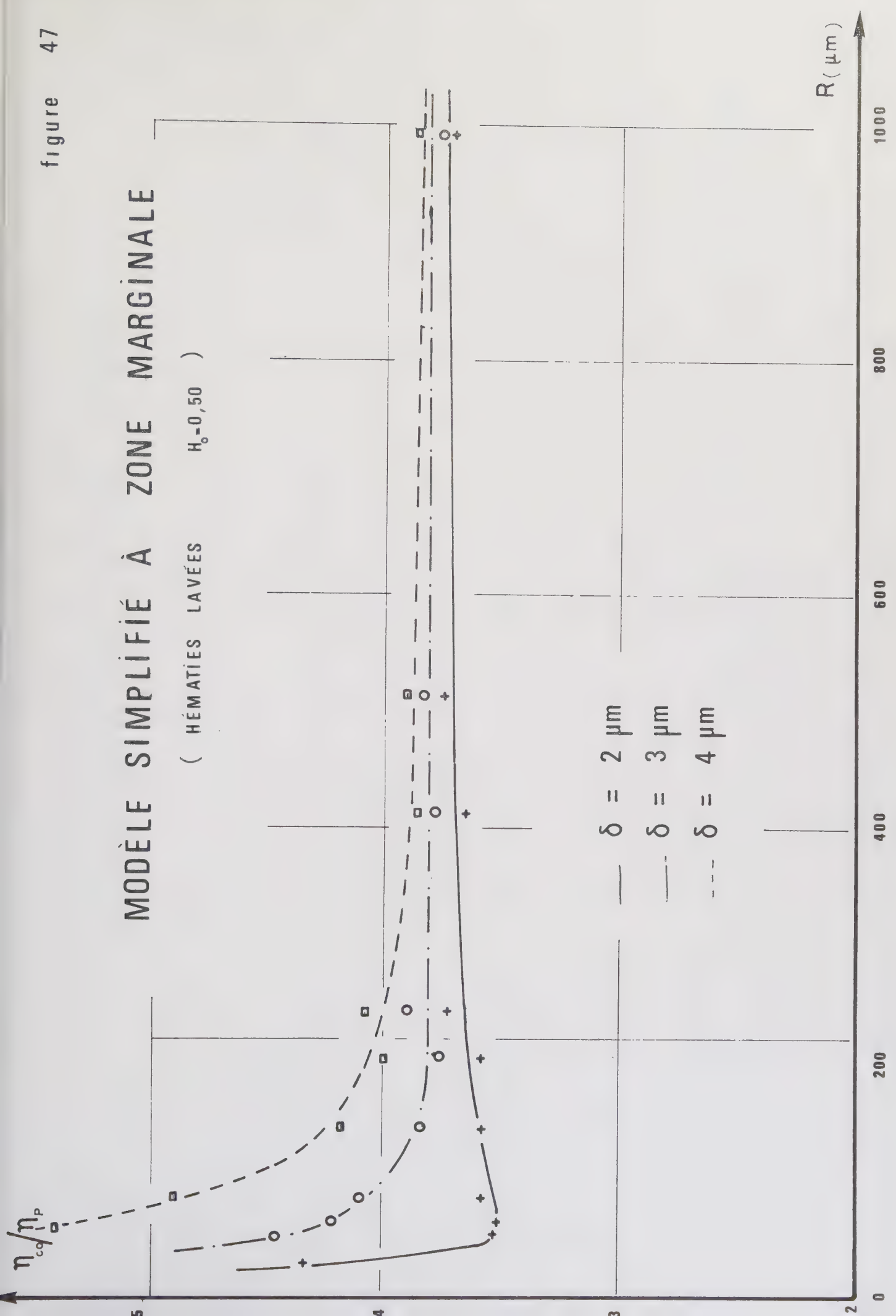
(HÉMATIES LAVÉES $H_0=0,40$)

$\delta = 5 \mu\text{m}$
 $\delta = 4 \mu\text{m}$
 $\delta = 3 \mu\text{m}$



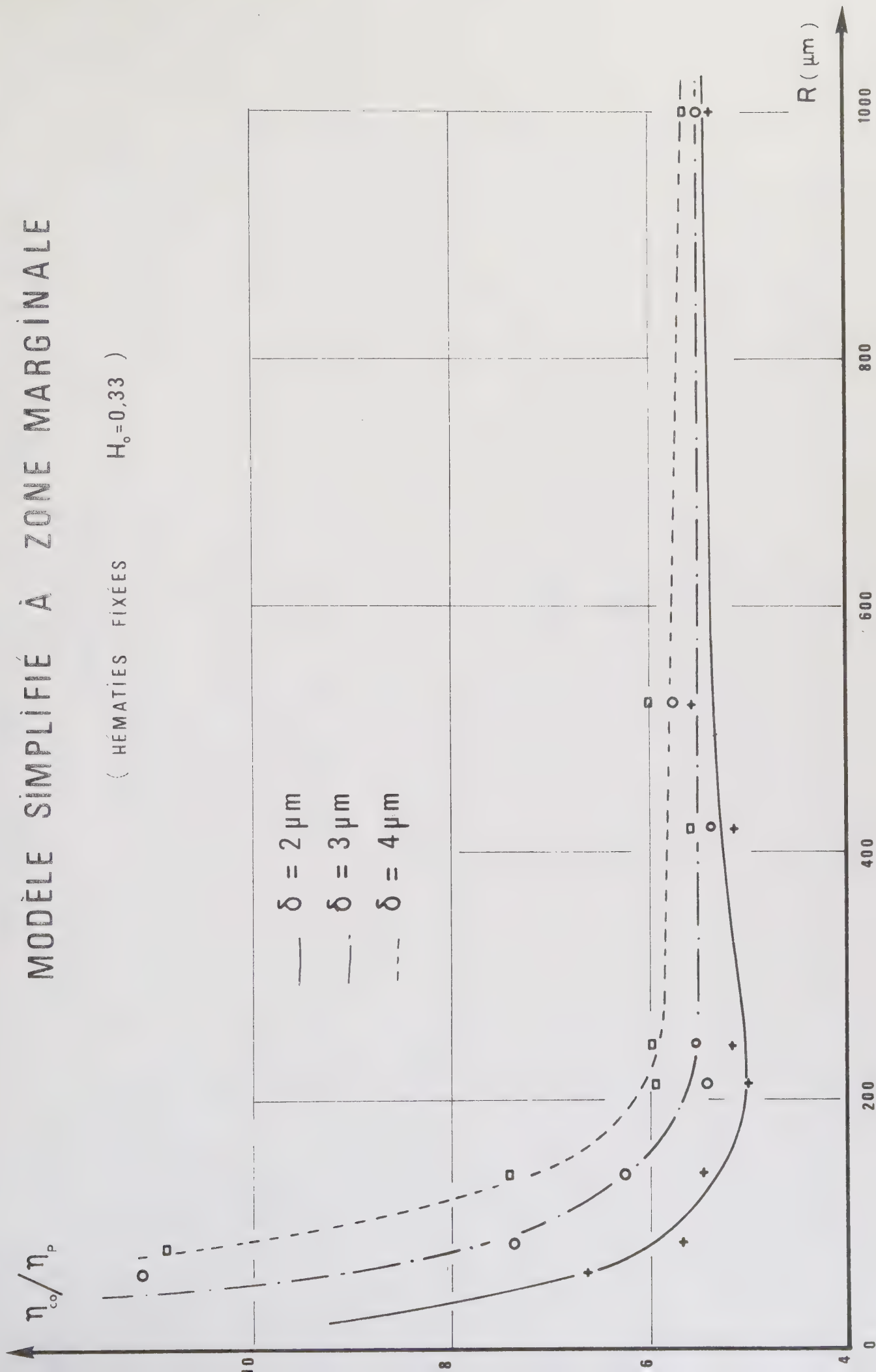
MODÈLE SIMPLIFIÉ À ZONE MARGINALE

(HÉMATIES LAVÉES $H_0 = 0,50$)



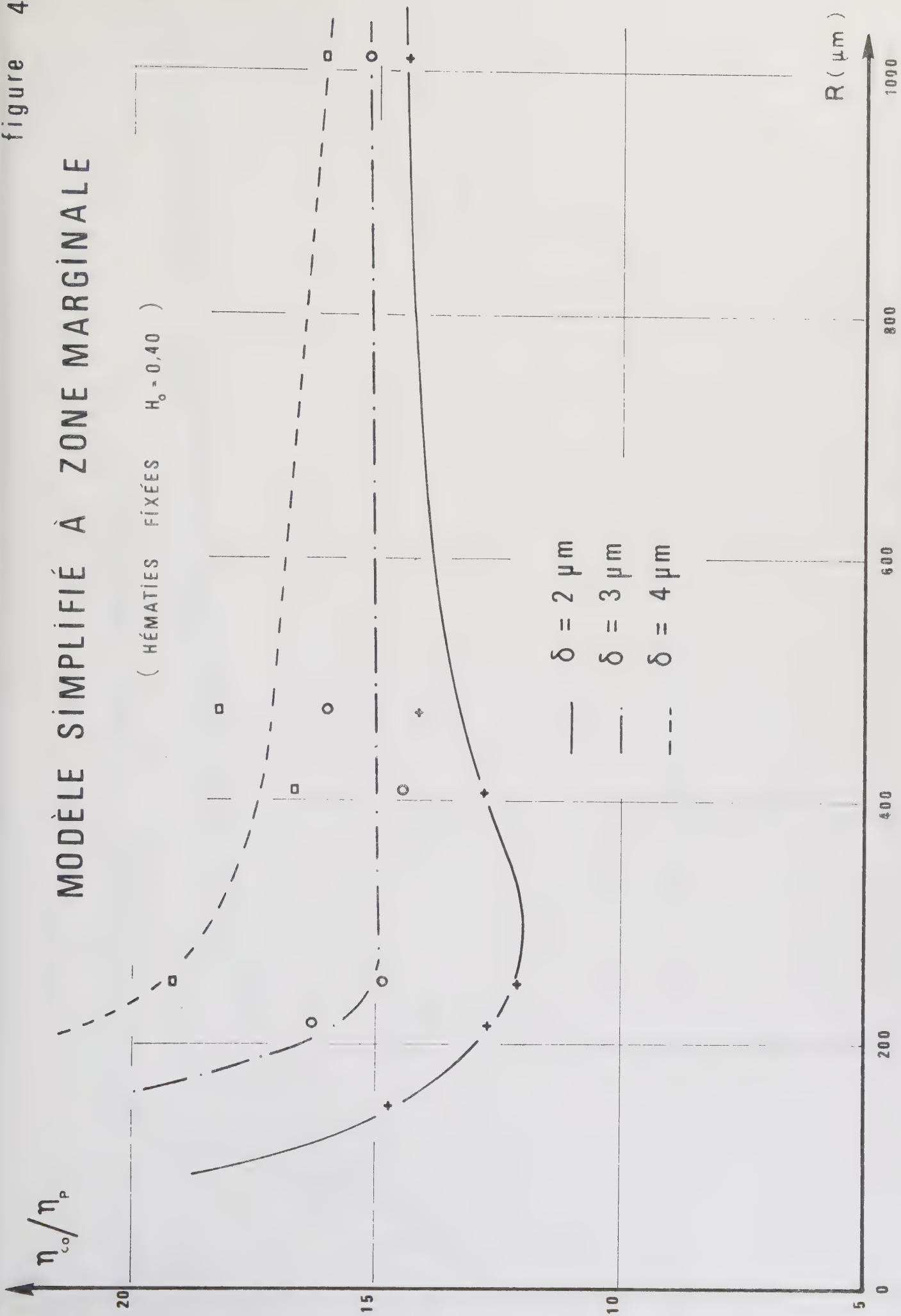
MODÈLE SIMPLIFIÉ À ZONE MARGINALE

(HÉMATIES FIXÉES $H_0 = 0,33$)



MODÈLE SIMPLIFIÉ À ZONE MARGINALE

(HÉMATIES FIXÉES $H_0 = 0,40$)



MODÈLE SIMPLIFIÉ À ZONE MARGINALE

